

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI NAPOLI "FEDERICO II"

FACOLTA' DI INGEGNERIA

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA AEROSPAZIALE

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA NAVALE

Dottorato di Ricerca

Ingegneria Aerospaziale, Navale e della Qualità

XXI ciclo

**Previsione numerica del campo fluidodinamico e della
resistenza al moto di carene**

Tutori:

Prof. Ing. Salvatore Miranda

Prof. Ing. Claudio Pensa

Candidato:

Ing. Alessandro Pranzitelli

Relatori:

Prof. Ing. Carlo de Nicola

Prof. Ing. Salvatore Miranda

Coordinatore:

Prof. Ing. Antonio Moccia

Ottobre 2008

*First they ignore you, then they laugh at you,
then they fight you, then you win.*

M. Gandhi

*Make everything as simple as possible,
but not simpler.*

A. Einstein

Ringraziamenti

In questa pagina mi preme ringraziare alcune persone che hanno contribuito a questo lavoro in qualche modo. Ringrazio il Prof. Ing. Agostino De Marco del Dipartimento di Ingegneria Aerospaziale (DIAS) per avermi introdotto alla generazione di griglie strutturate con il software ANSYS® ICEMCFD®. Ringrazio i colleghi dottorandi del DIAS Francesco Petrosino e Michele De Gennaro con i quali è stato proficuo scambiarsi idee e consigli di vario genere. Un ringraziamento va ai Dott. Ingg. Francesco Capizzano (CIRA) e Paolo Caccavale (ALTRAN), per i consigli di carattere generale sulle simulazioni numeriche. Un saluto va ai dottorandi del Dipartimento di Ingegneria Navale (DIN) Chiara Sessa, Maria Turtoro, Vincenzo Piscopo, Vittorio Boccolini e Francesca De Santis, con cui ho condiviso l'esperienza di questo dottorato di ricerca. Ringrazio inoltre il Dott. Andrea Bove e il Dott. Ing. Sebastiano Caldarella del DIN per l'assistenza durante le prove sperimentali nella vasca navale. Infine, ringrazio tutte quelle persone che mi hanno sostenuto in questo percorso, senza mai smettere di credere in me.

Indice

Simboli e Acronimi	viii
Introduzione	1
1 Modellistica della superficie libera	5
1.1 I metodi a pannelli	7
1.1.1 Le condizioni al contorno in presenza di superficie libera	10
1.1.2 Modellazione del flusso a poppa	12
1.2 I codici RANS	15
1.2.1 I sistemi multifase: <i>Tracking</i> e <i>Capturing</i> dell'interfaccia	17
1.2.2 Il modello <i>Volume of Fluid</i> (VOF)	18
1.2.3 L'interpolazione all'interfaccia	21
1.3 I codici utilizzati	24
1.3.1 Il software SHIPFLOW	24
1.3.2 Il software FLUENT	26
2 Profili in prossimità della superficie libera	28
2.1 Introduzione	28
2.2 Profilo NACA 0012: deformazione della superficie libera . . .	29
2.3 Profilo NACA 4412: effetti sulle prestazioni	34
2.4 Flusso a valle di un cilindro	38
3 Analisi di carene standard	44
3.1 Note sulla realizzazione della griglia	44

3.2	Carena Wigley	48
3.2.1	Analisi RANS	48
3.2.2	Calcolo della resistenza	50
3.2.3	Confronto con il modello di turbolenza <i>Realizable</i> $k - \epsilon$	52
3.2.4	Miglioramento della convergenza	53
3.2.5	Analisi a potenziale	56
3.3	Serie 60	60
3.3.1	Analisi RANS	62
3.3.2	Calcolo della resistenza	63
3.3.3	Effetto delle pareti della vasca	66
3.3.4	Analisi a potenziale	70
4	Motoryacht	72
4.1	Prove sperimentali	72
4.2	Analisi RANS	75
4.3	Analisi a potenziale	79
4.4	Simulazione in scala reale	84
	Conclusioni	92

Elenco delle figure

1.1	Poppa a specchio: possibili regimi di moto	12
1.2	Schema HRIC: notazione e valori usati per il NVD	22
1.3	Schema HRIC: <i>Normalized Variable Diagram</i>	23
1.4	SHIPFLOW: approccio zonale	25
2.1	Profilo NACA 0012: verifica dell'indipendenza della superficie libera dalla griglia	31
2.2	Profilo NACA 0012: griglia b adattata (griglia d)	32
2.3	Profilo NACA 0012: griglia b adattata (griglia d), dettaglio . .	33
2.4	Profilo NACA 0012: confronto della soluzione della griglia d con i dati sperimentali	34
2.5	Profilo NACA 0012: dettaglio della griglia rappresentante le condizioni sperimentali	35
2.6	Profilo NACA 0012: confronto del profilo ondoso ottenuto con vari schemi di discretizzazione	36
2.7	Profilo NACA 4412: andamento del C_l al variare del numero di Froude; $h/L = 1$, $\alpha = 5^\circ$	37
2.8	Profilo NACA 4412: andamento del C_w al variare del numero di Froude; $h/L = 1$, $\alpha = 5^\circ$	37
2.9	Profilo NACA 4412: andamento del C_p ; $Fr = 1.0$, $h/L = 1$, $\alpha = 5^\circ$	38
2.10	Profilo NACA 4412: evoluzione della superficie libera al variare del numero di Froude; $h/L = 1$, $\alpha = 5^\circ$	39

2.11	Flusso a valle del cilindro: descrizione del problema	40
2.12	Flusso a valle di un cilindro: griglia realizzata	41
2.13	Flusso a valle del cilindro: frazione di volume di acqua	42
2.14	Flusso a valle del cilindro: vettori di velocità colorati in base al modulo della velocità, confronto con i risultati sperimentali	43
3.1	Carena Wigley: griglia di calcolo	49
3.2	Carena Wigley: profilo d'onda sullo scafo	50
3.3	Carena Wigley: formazione ondosa, isocurve; $Fr = 0.267$, $Re = 6.66 \cdot 10^6$	51
3.4	Carena Wigley: profilo d'onda sullo scafo, confronto tra i modelli di turbolenza <i>Realizable</i> $k - \epsilon$ e <i>SST</i> $k - \omega$	53
3.5	Carena Wigley: formazione ondosa, confronto tra i modelli di turbolenza <i>Realizable</i> $k - \epsilon$ e <i>SST</i> $k - \omega$	54
3.6	Carena Wigley: confronto residui	56
3.7	Carena Wigley: confronto andamento del C_T	57
3.8	Carena Wigley: profilo d'onda sullo scafo, $\rho_w/\rho_a = \mu_w/\mu_a = 100$	58
3.9	Carena Wigley: confronto tra la formazione ondosa ottenuta con le caratteristiche reali dei fluidi e con $\rho_w/\rho_a = \mu_w/\mu_a = 100$	59
3.10	Carena Wigley: SHIPFLOW, convergenza del C_w al variare del numero di pannelli totali; $Fr = 0.267$	60
3.11	Carena Wigley: SHIPFLOW, pannellazione della superficie libera; $Fr = 0.267$	61
3.12	Carena Wigley: profilo d'onda sullo scafo, confronto tra la soluzione RANS e la soluzione a potenziale; $Fr = 0.267$	61
3.13	Carena Wigley: formazione ondosa, confronto tra la soluzione RANS e la soluzione a potenziale, isocurve; $Fr = 0.267$	62
3.14	Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: griglia di calcolo sulla carena	63
3.15	Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: profilo d'onda sullo scafo	64
3.16	Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: formazione ondosa, isocurve, $Fr =$ 0.316 , $Re = 5.24 \cdot 10^6$	65

3.17	Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: formazione ondosa, confronto con i dati sperimentali, $Fr = 0.316$, $Re = 5.24 \cdot 10^6$	66
3.18	Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: modulo della velocità a poppa . .	67
3.19	Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: formazione ondosa, confronto con i dati sperimentali, box ridotto; $Fr = 0.316$, $Re = 5.24 \cdot 10^6$. .	69
3.20	Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: SHIPFLOW, pannellazione della superficie libera	70
3.21	Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: SHIPFLOW, profilo d'onda sullo scafo; $Fr = 0.316$	71
3.22	Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: formazione ondosa, confronto tra la soluzione a potenziale (in alto) e i dati sperimentali (in basso); $Fr = 0.316$	71
4.1	Motoryacht: geometria	73
4.2	Motoryacht: modello sperimentale con tutte le appendici eccetto il bulbo	74
4.3	Disposizione delle sonde per il rilevamento del taglio d'onda longitudinale	75
4.4	Motoryacht: particolari della griglia di calcolo	77
4.5	Motoryacht: confronto tra la superficie ondosa ottenuta con FLUENT e quella sperimentale	78
4.6	Motoryacht: taglio d'onda longitudinale, confronto tra la soluzione ottenuta con FLUENT ed il risultato sperimentale	79
4.7	Motoryacht: immagini della formazione ondosa a prua, confronto numerico (FLUENT) - sperimentale	80
4.8	Motoryacht: immagini della formazione ondosa a poppa, confronto numerico (FLUENT) - sperimentale	81
4.9	Motoryacht: particolari della formazione ondosa	82
4.10	Motoryacht: coefficiente di resistenza totale al variare del numero di Froude	83
4.11	Motoryacht: pannellazione della superficie libera	84

4.12 Motoryacht: confronto tra la superficie ondosa ottenuta con SHIPFLOW e quella sperimentale	85
4.13 Motoryacht: confronto tra il coefficiente di resistenza d'on- da calcolato con SHIPFLOW ed il coefficiente di resistenza residua ottenuto sperimentalmente (metodologia ITTC '57) . .	86
4.14 Motoryacht: superficie libera ottenuta con il codice SHIPFLOW	87
4.15 Motoryacht: esempio dell' <i>adaption</i> della griglia sulle pareti dello scafo	90
4.16 Motoryacht: simulazione in scala reale, linee di corrente	91

Elenco delle tabelle

3.1	Carena Wigley: coefficiente di resistenza totale	52
3.2	Carena Wigley: C_T , confronto tra i modelli di turbolenza <i>Realizable $k - \epsilon$ e $k - \omega$ SST</i>	55
3.3	Carena Serie 60, $C_B = 0.60$: C_T , assetto di progetto	64
3.4	Carena Serie 60, $C_B = 0.60$: C_T , correzione dell'assetto	66
4.1	Motoryacht: caratteristiche geometriche e condizioni simulate	76
4.2	Motoryacht: coefficiente di resistenza totale calcolato sul mo- dello	81
4.3	Motoryacht: simulazione in scala reale, coefficienti di resisten- za calcolati, confrontati con la procedura ITTC '57	90

Simboli e Acronimi

α	Angolo di incidenza
δ_{ij}	Simbolo di Kronecker
Φ	Potenziale di velocità totale
ϕ	Potenziale di perturbazione di velocità, o scalare generico
ϕ_∞	Potenziale di velocità asintotica
μ	Coefficiente di viscosità dinamica del fluido
μ_t	Viscosità turbolenta
ρ	Densità del fluido
$\underline{\underline{\tau}}$	Tensore degli sforzi viscosi
ω	Velocità di dissipazione specifica
$\vec{\nabla}$	Operatore nabla
∇^2	Laplaciano
\mathcal{A}	Allungamento alare
c	Frazione di volume del fluido
C_l	Coefficiente di portanza
C_p	Coefficiente di pressione
C_T	Coefficiente di resistenza totale
C_w	Coefficiente di resistenza d'onda

Ca	Numero di capillarità
Co	Numero di Courant
Fr	Numero di Froude
g	Accelerazione di gravità
k	Energia cinetica turbolenta
L	Lunghezza di riferimento generica
R_T	Resistenza totale
R_v	Resistenza viscosa
R_w	Resistenza d'onda
Re	Numero di Reynolds
V	Velocità di riferimento generica
\vec{v}	Vettore velocità del fluido
\mathcal{V}	Volume di cella
\vec{V}_∞	Vettore velocità asintotica
We	Numero di Weber
AMG	Algebraic MultiGrid
CDS	Central Difference Scheme
CFD	Computational Fluid Dynamics
CICSAM	Compressive Interface Capturing Scheme for Arbitrary Meshes
DDS	Downwind Difference Scheme
DNS	Direct Numerical Simulation
EASM	Explicit Algebraic Stress Model
HRIC	High Resolution Interface Capturing
ITTC	International Towing Tank Conference
LES	Large Eddy Simulation

MAC	Marker And Cell
MUSCL	Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NVD	Normalized Variable Diagram
QUICK	Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics
RANS(E)	Reynolds Averaged Navier Stokes (Equations)
RSM	Reynolds Stress Model
UDS	Upwind Difference Scheme
VOF	Volume Of Fluid

Introduzione

Come per tutte quelle opere umane realizzate fin dai tempi più lontani, la costruzione delle navi è stata basata per lungo tempo sull'esperienza. I miglioramenti avvenivano lentamente a causa della necessità di testare le nuove idee in scala reale, e con l'incremento delle dimensioni delle navi crebbero anche le spese e i tempi di costruzione. Nacque così l'esigenza di individuare metodologie tali da fornire una stima delle prestazioni delle imbarcazioni prima della loro costruzione. Furono realizzate quindi le prime vasche idrodinamiche, che avevano lo scopo di misurare la resistenza al moto di modelli in scala di imbarcazioni a varie velocità per poi riportare i risultati ottenuti alla nave di dimensioni reali. Al trasferimento dei dati acquisiti in vasca alla nave reale contribuì in maniera determinante William Froude con l'ideazione del metodo che ha preso il suo nome, sotto l'ipotesi di separabilità ed indipendenza degli effetti del numero di Froude, da lui stesso individuato, e del numero di Reynolds. Nel 1957 l'*International Towing Tank Conference* approvò una serie di istruzioni per il trasferimento dei dati ottenuti dalle esperienze in vasca alla nave, in modo da creare una procedura standard denominata proprio ITTC '57. Tale procedura ha subito poi ulteriori modifiche nel tempo, che hanno condotto ad un nuovo standard, ITTC '78, ma il problema dello *scaling* dei dati rimane ancora del tutto aperto. L'esecuzione di prove sperimentali accurate risulta poi particolarmente oneroso e richiede tempi non brevi. I costi di investimento per la realizzazione di una vasca di grandi dimensioni, per la strumentazione necessaria, per la sua manutenzione e gestione sono notevoli e sostenibili quindi solo da enti pubblici o grandi cen-

tri di ricerca privati. La realizzazione stessa di un modello accurato risulta costosa, oltre a richiedere un certo tempo; inoltre, l'esecuzione delle prove può richiedere alcune settimane, specie se, oltre ai dati macroscopici come resistenza ed assetto, si è interessati ai dettagli del campo di moto attorno alla carena. Costi elevati e tempi lunghi delle prove sperimentali vanno a scontrarsi con le esigenze del mercato moderno, che richiede prodotti sempre più performanti, economici e da realizzare in breve tempo.

La nascita dei primi metodi numerici per la simulazione di campi fluidodinamici ha fatto prospettare l'idea del superamento delle prove sperimentali o della loro riduzione. Dai primi metodi a pannelli, quale ad esempio il metodo Douglas-Neumann ideato da Hess e Smith nel 1962 e grazie al contemporaneo e rapido sviluppo della tecnologia digitale, sono stati realizzati metodi numerici sempre più complessi e sempre meno limitati da ipotesi restrittive. Mentre le tecniche di *Computational Fluid Dynamics* hanno avuto il loro massimo sviluppo in campo aeronautico, dove sono nate e dove è più forte la necessità di avere un prodotto ad elevate prestazioni, esse sono state introdotte nell'ingegneria navale con un certo ritardo; ciò è dovuto probabilmente alla presenza nel settore navale di una certa tradizione progettuale di lunga durata, ma anche all'idea, almeno in parte errata, che tali tecniche siano troppo poco accurate ed anch'esse costose, per hardware e tempi di calcolo necessari. Negli ultimi anni, però, la CFD ha dimostrato di essere uno strumento di notevole importanza anche nella progettazione di carene; si pensi ad esempio alle competizioni sportive, come ad esempio l'*America's Cup*, in cui i vincitori degli ultimi anni devono il loro successo anche a queste tecniche, impiegate nella ricerca di soluzioni innovative per il miglioramento delle imbarcazioni.

Una nave che solca i mari si sta muovendo in realtà in un campo fluidodinamico caratterizzato dalla presenza di due fluidi in fasi differenti, l'aria e l'acqua; la superficie del mare non è altro che l'interfaccia tra i due fluidi, la cosiddetta *superficie libera*. La simulazione di un tale campo fluidodinamico sia con metodi a pannelli, nell'ipotesi di campo a potenziale, sia ricorrendo

alle equazioni di Navier-Stokes. I metodi a pannelli, ampiamente sviluppati negli anni '70, risultano essere uno strumento robusto e semplice nell'impostazione e nell'utilizzo, in grado di garantire soluzioni affidabili con tempi di calcolo relativamente bassi, nei limiti di validità delle ipotesi di base. Proprio la loro robustezza ed economicità ne fanno uno strumento ancora molto usato, specie nelle fasi di avanprogetto, ed ancora oggetto di studio [8]. Per superare le ipotesi restrittive alla base dei metodi a pannelli ed ottenere una soluzione più vicina alla fisica del problema, bisogna ricorrere alla risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes e ad un'adeguata modellistica della turbolenza. L'approccio industrialmente più adeguato è quello delle equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds (RANSE), che consente di contenere gli oneri computazionali, pur essendo comunque di ordini di grandezza maggiori rispetto a quelli dei metodi a pannelli. All'interno dei codici RANS, sono molti i modelli ideati per la simulazione di sistemi *multifase*; tra questi si distingue il *Volume Of Fluid* [17], che ha dimostrato di dare buoni risultati proprio in quei casi in cui l'interfaccia tra i fluidi è ben definita, come accade per un'imbarcazione in navigazione [5, 6, 21, 35, 36, 37]. Inoltre, tra i modelli multifase esistenti, esso risulta essere uno dei più economici, richiedendo una griglia computazionale fissa euleriana e l'aggiunta di una sola equazione nel caso siano presenti due fluidi.

In questo lavoro, il software commerciale ANSYS® FLUENT® verrà impiegato per la previsione della resistenza al moto di carene, facendo uso del modello VOF in esso implementato per la modellistica della superficie libera. L'obiettivo principale è ottenere simulazioni sufficientemente accurate sia dal punto di vista qualitativo che quantitativo, contenendo i costi computazionali in modo da essere eseguite su hardware a basso costo, accessibile per un qualsiasi studio di progettazione. Tutti i calcoli saranno eseguiti su un personal computer dotato di un solo processore dual core e 8GB di RAM, in ambiente Linux a 64 bit. I risultati ottenuti saranno confrontati, oltre che con i dati sperimentali disponibili, con le soluzioni fornite dal metodo a pannelli del software FLOWTECH SHIPFLOW®. Notevole importanza

sarà data alla realizzazione della griglia di calcolo e alla ricerca di accorgimenti tali da ridurre i tempi di calcolo. Nel primo capitolo verranno discussi i metodi numerici adottati e la modellistica della superficie libera in generale. Nel secondo capitolo il modello VOF verrà applicato a profili bidimensionali posti in prossimità della superficie libera, nella ricerca degli schemi ideali per l'esecuzione di una corretta simulazione e dei parametri da cui essa dipende. Nel terzo capitolo saranno oggetto di analisi le carene Wigley e Serie 60, $C_B = 0.6$, ampiamente studiate in letteratura. Infine, nel quarto capitolo verrà affrontata la simulazione di un motoryacht realmente prodotto che è stato precedentemente oggetto di prove sperimentali presso il Dipartimento di Ingegneria Navale di questo ateneo; oltre a simulazioni in scala modello, verrà eseguita anche una simulazione in scala reale, nell'ottica di un superamento o di un miglioramento delle procedure di trasferimento dei dati sperimentali sul modello alla nave.

Capitolo 1

Modellistica della superficie libera

I flussi con superficie libera possono essere visti come particolari casi di problemi con *moving boundaries*. Poiché la superficie libera è nota in genere solo nell'istante di tempo iniziale, la sua evoluzione deve essere calcolata come parte della soluzione del campo di moto. Nel caso tipico dell'ingegneria navale, la superficie libera è la superficie di separazione tra aria ed acqua, ma in generale si possono avere altre miscele gas-liquido o liquido-liquido o un numero maggiore di fluidi.

Supponendo trascurabili i cambiamenti di fase, su di essa andranno soddisfatte due condizioni al contorno, una cinematica e l'altra dinamica [13]. La condizione cinematica impone che la superficie libera sia una superficie di separazione tra i due fluidi, ovvero che non ci sia passaggio di fluidi attraverso essa (assenza di velocità normale), e può essere scritta come:

$$[(\vec{v} - \vec{v}_b) \cdot \vec{n}]_{fs} = 0 \quad (1.1)$$

con \vec{v}_b velocità del contorno. La condizione dinamica richiede che le forze agenti su tale superficie siano in equilibrio, ovvero si conservi la quantità di moto su di essa; in altri termini, le forze normali agenti su entrambi i lati della superficie libera devono essere di uguale intensità e di segno opposto, mentre le forze agenti in direzione tangenziale devono avere stessa intensità

e direzione. Riferendoci per semplicità al caso in cui i fluidi siano uno in fase gassosa (g) e l'altro in fase liquida (l), questa si scrive:

$$\begin{aligned} (\vec{n} \cdot \underline{\tau})_l \cdot \vec{n} + \sigma K &= - (\vec{n} \cdot \underline{\tau})_g \cdot \vec{n} \\ (\vec{n} \cdot \underline{\tau})_l \cdot \vec{t} - \frac{\partial \sigma}{\partial t} &= (\vec{n} \cdot \underline{\tau})_g \cdot \vec{t} \\ (\vec{n} \cdot \underline{\tau})_l \cdot \vec{s} - \frac{\partial \sigma}{\partial s} &= (\vec{n} \cdot \underline{\tau})_g \cdot \vec{s} \end{aligned} \quad (1.2)$$

in cui σ è la tensione superficiale; \vec{n} , \vec{t} e \vec{s} sono i versori del sistema di riferimento ortogonale locale (n , t , s), con \vec{n} normale alla superficie. K è la curvatura della superficie libera:

$$K = \frac{1}{R_t} + \frac{1}{R_s} \quad (1.3)$$

con R_t e R_s raggi di curvatura lungo le coordinate t ed s . In molti casi, le tensioni di taglio, le tensioni normali e gli effetti della tensione superficiale possono essere trascurati; in queste ipotesi la (1.2) si riduce a:

$$p_g = p_l \quad (1.4)$$

Un esempio di trascurabilità delle tensioni di taglio si ha nel caso di onde oceaniche in presenza di scarso vento. Gli effetti della tensione superficiale sono valutabili in base al numero di capillarità $Ca = \frac{\mu V}{\sigma}$ nei casi in cui $Re \ll 1$, o in base al numero di Weber $We = \frac{\rho V^2 L}{\sigma}$ per $Re \gg 1$; essi infatti sono trascurabili se $Ca \gg 1$ o $We \gg 1$.

L'implementazione di queste condizioni al contorno risulta particolarmente difficile. Il problema sarebbe risolvibile in maniera semplice nel caso in cui la posizione della superficie libera fosse nota, mentre invece essa non è nota a priori e deve essere calcolata come parte della soluzione. In genere la posizione della superficie libera viene determinata iterativamente, aumentando notevolmente la complessità del processo.

Problemi di flussi con superficie libera possono essere affrontati sia in un'ottica viscosa, risolvendo le equazioni di Navier-Stokes, che nelle ipotesi di campo di moto a potenziale, ricorrendo ai metodi a pannelli, in base alla complessità del caso. In questo capitolo vengono descritti questi due approcci,

entrambi impiegati in applicazioni navali, in particolare nella determinazione della formazione ondosa generata da un'imbarcazione in movimento.

1.1 I metodi a pannelli

Le tecniche analitiche per la soluzione di campi di moto termofluidodinamici hanno subito mostrato forti limiti di applicabilità a causa della complessità matematica del problema; soluzioni ottenibili con esse sono dunque limitate a geometrie particolarmente semplici e spesso comportano ipotesi semplificative molto forti, che allontanano il modello matematico dal reale fenomeno fisico. Pur effettuando forti semplificazioni, quali ad esempio l'ipotesi di campo a potenziale, tali tecniche non riescono comunque ad essere applicabili a geometrie complesse come quelle reali di un velivolo o di un'imbarcazione. Per affrontare problemi molto più realistici è dunque necessario fare ricorso a tecniche numeriche le quali, grazie all'avvento dei calcolatori elettronici e al continuo incremento della loro potenza di calcolo, sono diventate notevolmente diffuse e sempre più sofisticate. Tra le prime tecniche numeriche in grado di affermarsi in ambito di ricerca ed industriale vi sono i metodi a pannelli, nati negli anni '60 in ambito aeronautico e sviluppati proprio grazie ai primi calcolatori, che ne hanno reso possibile l'impiego su una scala sempre più grande. Tali metodi sono basati sulla distribuzione superficiale di singolarità ed il problema è ricondotto al calcolo dell'intensità delle stesse, risultando computazionalmente più economico rispetto alla risoluzione dell'intero campo di moto. La semplicità matematica e l'economicità di calcolo di essi si paga però con la limitatezza al moto incomprimibile non viscoso; è da tener presente però che estensioni di applicabilità al di fuori di queste ipotesi possono essere fatte: ad esempio, per quei campi di moto in cui lo strato limite è sottile e sono assenti fenomeni di separazione della vena fluida, è possibile introdurre gli effetti della viscosità mediante l'implementazione di modelli di strato limite; ancora, mediante l'introduzione delle correzioni di comprimibilità, la loro applicabilità può essere estesa al campo subsoni-

co comprimibile, indicativamente per un numero di Mach inferiore a 0.6. La robustezza e l'economicità di questi metodi ha permesso che essi siano largamente usati in ambito industriale specie nelle fasi di avanprogetto, permettendo una rapida stima delle prestazioni del velivolo o della nave e delle forze agenti su di essi.

Nelle ipotesi di moto incomprimibile irrotazionale non viscoso, stazionario o instazionario, l'equazione della conservazione della massa diventa:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (1.5)$$

Potendo definire il potenziale Φ della velocità \vec{v} , essendo $\vec{v} = \vec{\nabla}\Phi$, il sistema di equazioni di Navier-Stokes si riduce all'equazione di Laplace nell'incognita Φ :

$$\nabla^2\Phi = 0 \quad (1.6)$$

le cui soluzioni sono dette *funzioni armoniche*. La (1.6) è un'equazione differenziale alle derivate parziali lineare del secondo ordine, e come tale per essa è valido il principio di sovrapposizione degli effetti, ovvero se $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_n$ sono n sue soluzioni, allora la somma:

$$\Phi = \phi_1 + \phi_2 + \dots + \phi_n$$

è anch'essa una sua soluzione. Questa fondamentale proprietà ci permette di affermare che un qualsiasi campo di moto, per quanto complesso, può essere ottenuto dalla sovrapposizione di un certo numero di campi di moto elementari, purché siano valide le ipotesi di irrotazionalità ed incomprimibilità. Inoltre, a differenza dell'equazione di Prandtl-Glauert [10], che è linearizzata, essa è esatta, dunque valida per corpi di forma qualsiasi, non necessariamente sottili. Si è ottenuto dunque che campi di moto completamente diversi, come quelli attorno ad una sfera e ad un velivolo completo, sono descritti dalla stessa equazione; ciò che ci permette di ottenere soluzioni differenti sono le condizioni al contorno, ovvero le condizioni sulle superfici solide e le eventuali condizioni di annullamento del disturbo all'infinito, nel caso si trattino campi di moto illimitati.

In virtù della linearità della (1.6), il potenziale Φ viene definito potenziale totale e decomposto in un potenziale asintotico ϕ_∞ , dovuto alla corrente uniforme \vec{V}_∞ che investe il corpo, ed un potenziale di perturbazione ϕ , dovuto alla presenza del corpo:

$$\Phi = \phi_\infty + \phi \quad (1.7)$$

Se il corpo è dotato di superfici impermeabili, la corrente non potrà penetrare in esso; in assenza di viscosità, però, potrà essere presente una velocità tangenziale alla superficie non nulla. Dunque la condizione da imporre per una superficie impermeabile sarà:

$$\vec{v} \cdot \vec{n} = (\vec{\nabla}\Phi) \cdot \vec{n} = 0 \quad su \quad S$$

ovvero:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad su \quad S \quad (1.8)$$

Più in generale, in presenza di superfici permeabili, la condizione da imporre sarà costituita dall'assegnazione di una nota velocità normale, cioè:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = h(s) \quad su \quad S \quad (1.9)$$

Nel caso di campo di moto illimitato, l'ulteriore condizione da imporre è dunque:

$$\Phi(P) = \phi_\infty \quad per \quad r \rightarrow \infty \quad (1.10)$$

che esprime l'annullamento del potenziale di perturbazione all'infinito.

In sintesi estrema, la (1.9) condurrà alla scrittura di un sistema lineare nelle incognite singolarità, da cui sarà possibile calcolare la velocità e ricavare il coefficiente di pressione mediante la relazione:

$$C_p = 1 - \left(\frac{v}{V_\infty} \right)^2 \quad (1.11)$$

ottenuta dall'applicazione del teorema di Bernoulli. Per una descrizione accurata dei metodi a pannelli si rimanda a [20].

1.1.1 Le condizioni al contorno in presenza di superficie libera

Come detto precedentemente, la presenza della superficie libera, tipica nel moto di un'imbarcazione, richiede due ulteriori condizioni al contorno, da applicare su di essa, una cinematica e l'altra dinamica. La condizione cinematica impone che la velocità del flusso sia tangenziale a questa superficie, ovvero non è ammesso passaggio di fluido attraverso essa. Analogamente a quanto accade per una superficie solida, sulla superficie libera sarà:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = -\vec{V}_\infty \cdot \vec{n}_{fs} = 0 \quad (1.12)$$

Definendo la superficie libera come $y = \eta(x, z)$, si ottiene:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (1.13)$$

La condizione dinamica impone che la pressione sulla superficie libera sia costante. Applicando il teorema di Bernoulli sulla superficie libera indisturbata infinitamente a monte del corpo e in un punto della superficie ondata, si ottiene:

$$gh + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 - V_\infty^2 \right] = 0 \quad (1.14)$$

Nonostante l'equazione (1.6) sia lineare, il problema risulta essere non lineare a causa della non linearità delle condizioni (1.13) e (1.14), in cui sia il potenziale di velocità ϕ che l'elevazione η della superficie libera sono incognite. Inoltre, queste equazioni vanno applicate ad una superficie la cui posizione iniziale è anch'essa incognita. Per risolvere il problema, occorre dunque linearizzare le condizioni suddette. Diversi tipi di approcci sono stati utilizzati nei codici creati nel corso degli anni. Nel software SHIPFLOW le condizioni al contorno sono linearizzate rispetto alla soluzione precedente in uno schema iterativo [22], a partire da una condizione di flusso indisturbato o di flusso con superficie libera piana. Nella prima iterazione le condizioni sono applicate alla superficie indisturbata, mentre successivamente vengono applicate

alla superficie ondosa calcolata al passo precedente. La convergenza della soluzione è raggiunta quando le variazioni di Φ e η tra due iterazioni consecutive tende a zero; ciò comporta che i termini trascurati nella linearizzazione tendano a zero e la posizione della condizione al contorno tenda a quella corretta [22].

Introducendo le soluzioni precedenti note Φ_0 e η_0 , le (1.13) e (1.14) linearizzate diventano:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta_0}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta_0}{\partial y} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \left(\frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x \partial z} \frac{\partial \eta_0}{\partial x} + \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial y \partial z} \frac{\partial \eta_0}{\partial y} - \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial z \partial z} \right) \eta' + \\ & + \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \frac{\partial \eta'}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \frac{\partial \eta'}{\partial y} = 0 \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} & \left[1 + \left(\frac{1}{g} \right) \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x \partial z} + \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial y \partial z} + \frac{\partial \Phi_0}{\partial z} \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial z \partial z} \right) \right] \eta' = \\ & = \left(\frac{1}{g} \right) \left[\left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial z} \right)^2 + \right. \\ & \left. - \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \Phi_0}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.16)$$

in cui:

$$\eta' = \eta - \eta_0 \quad (1.17)$$

e

$$\eta_0 = \left(\frac{1}{2g} \right) \left[V_\infty^2 - \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \right)^2 - \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (1.18)$$

Quest'ultima relazione è stata ottenuta dall'applicazione del teorema di Bernoulli alla soluzione nota. Risolvendo la (1.16) in η' , differenziando rispetto ad x e y e sostituendo nella (1.15) insieme alle derivate rispetto ad x e y della (1.18) si ottiene una condizione al contorno combinata sulla superficie libera.

Nel caso si voglia studiare la superficie ondosa generata dal moto di una nave, particolare cura va data al comportamento all'infinito; imporre semplicemente l'annullamento del disturbo all'infinito (eq. (1.10)) non è appropriato [33]. La soluzione corretta prevede un decadimento del disturbo a monte con una legge del tipo:

$$\phi = x + \mathcal{O} \left(\frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} \right) \quad (1.19)$$

A valle invece, deve essere ammessa la presenza di onde, ed almeno per il caso bidimensionale non ne deve essere forzato il decadimento. Si parla dunque di *radiation condition*. L'annullamento del propagarsi delle onde a monte viene solitamente ottenuto discretizzando le derivate in questa regione con uno schema di tipo upwind, che garantisce uno smorzamento numerico tale da condurre alla corretta soluzione fisica.

1.1.2 Modellazione del flusso a poppa

La corretta simulazione del flusso a poppa è particolarmente importante per quanto riguarda la previsione della superficie libera attorno alla nave e le sue prestazioni. In base alla presenza dello specchio di poppa e alla velocità dell'imbarcazione si possono avere tre distinti regimi di moto (figura 1.1) [33]. Nel caso in cui lo specchio di poppa sia assente o al di sopra della superficie

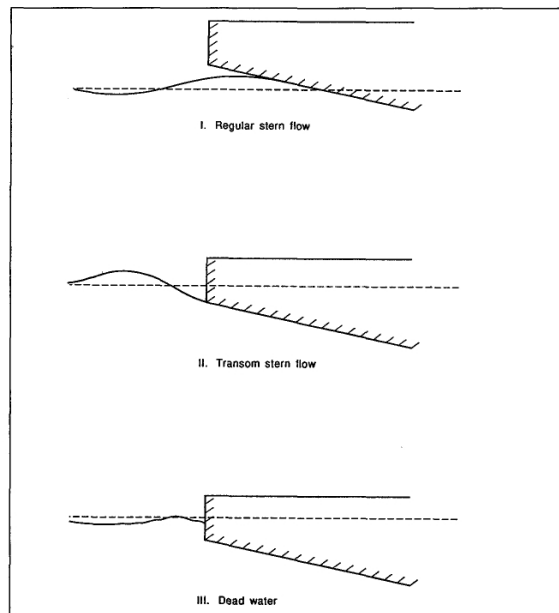


Figura 1.1: Poppa a specchio: possibili regimi di moto

libera, si genera un primo tipo di flusso, che potremmo definire regolare, in cui il bordo inferiore dello specchio di poppa non genera alcun ruolo nel com-

portamento del flusso ed in particolare della superficie libera. Un secondo regime di moto, di specchio di poppa asciutto, si ha nel caso in cui questo è immerso e la velocità è sufficientemente alta da comportare il distacco della superficie libera dallo scafo in corrispondenza del bordo inferiore della poppa. Infine, nel caso in cui la poppa risulta immersa, ma la velocità è relativamente bassa, si ha un regime di *dead water*, caratterizzato dalla formazione di una regione di flusso separato turbolento subito a valle dello specchio di poppa, in cui il fluido si muove essenzialmente con la carena anziché con la corrente esterna.

Il caso di flusso regolare non comporta complicazioni dal punto di vista modellistico. Questo perché nel caso di flusso a potenziale, la parte terminale della linea d'acqua può essere o una linea di corrente che passa attraverso il punto di ristagno posteriore, o il luogo dei punti in cui le linee di corrente lasciano la carena e continuano sulla superficie libera. In corrispondenza di questo distacco della superficie libera dalla carena, devono essere rispettate entrambe le condizioni al contorno, cinematica e dinamica. Sia la condizione cinematica che quella sulla parete solida della carena richiedono che la corrente lasci la carena tangenzialmente, a meno che il distacco non avvenga in un punto di ristagno. La condizione al contorno dinamica richiede invece che la pressione totale nel punto di distacco sia nulla (o atmosferica), mentre la pressione nella regione bagnata è positiva. Quest'ultima condizione, congiunta a quella che le linee di corrente non possono penetrare nel corpo dopo il distacco, comporta che la curvatura delle linee di corrente e della superficie libera nel punto di distacco sia continua ed uguale a quella della parete. Benché il punto di distacco sia sul corpo, occorre soddisfare un'ulteriore condizione al contorno, quella di pressione totale nulla, ovvero deve essere presente un'ulteriore grado di libertà. Questo grado di libertà non è altro che la posizione del punto di distacco; la sua posizione infatti varierà in base ad eventuali variazioni di immersione o dell'onda di poppa, mantenendo la pressione totale nulla in esso.

In presenza di specchio di poppa asciutto, le linee di corrente dovranno la-

sciare il corpo necessariamente in corrispondenza del bordo inferiore dello specchio di poppa; va quindi a perdersi il grado di libertà necessario a garantire il soddisfacimento della condizione al contorno dinamica nel punto di distacco. In realtà in questo caso c'è un'importante differenza rispetto al regime di flusso regolare: la curvatura delle linee di corrente al bordo dello specchio di poppa non è più fissata, in quanto la curvatura del corpo è infinita e non sussiste più il problema della penetrazione della corrente nella carena dopo il distacco. La libertà nella curvatura delle linee di corrente viene dunque ad essere il grado di libertà necessario che permette il soddisfacimento della condizione al contorno dinamica. Per ottenere pressione totale nulla, pressione idrostatica e pressione idrodinamica devono essere uguali e di segno opposto, ovvero deve essere:

$$C_{p_{din}} = -C_{p_{stat}} = \frac{\rho g \eta_{tr}}{1/2 \rho V_{\infty}^2} = -2/Fr_{tr}^2 \quad (1.20)$$

in cui $-\eta_{tr}$ è l'immersione del bordo dello specchio di poppa al di sotto della superficie libera in quiete e Fr_{tr} è il numero di Froude riferito a tale lunghezza. Notevolmente delicata è la modellazione matematica del fenomeno fisico e l'implementazione in un codice di calcolo; per un'estesa discussione si rimanda a [33].

Con i metodi a pannelli è dunque possibile simulare solo i casi di flusso regolare a poppa e di specchio di poppa asciutto, essendo il regime di *dead water* un fenomeno totalmente viscoso. Appare dunque un forte limite di tale approccio, in quanto il calcolo della resistenza d'onda perde di attendibilità se si trascura l'influenza del flusso separato a poppa sulla superficie libera. Inoltre rimane il problema della simulazione del passaggio da un regime di moto all'altro, regimi che possono essere tutti incontrati nel campo di velocità dell'imbarcazione, che ovviamente non sono noti a priori e la cui comparsa può essere soggetta a fenomeni di isteresi. Questi problemi cessano di esistere se si affronta una simulazione di tipo RANS, o almeno in principio; limiti possono nascere dal modello di superficie libera che si sceglie di adottare. In seguito verranno discussi i differenti approcci alla superficie libera usati nei codici RANS.

1.2 I codici RANS

Le equazioni di Navier-Stokes, unite alle opportune condizioni al contorno, sono in grado, almeno in linea di principio, di descrivere un campo termofluidodinamico qualsiasi. Gran parte dei flussi di interesse industriale è turbolento; in questi casi, pur essendo le equazioni simili a quelle per flussi laminari, risultano molto più difficili e onerose da risolvere. Ciò è dovuto essenzialmente alla presenza di un gran numero di scale spaziali e temporali su cui le grandezze termofluidodinamiche variano. Per la previsione numerica di flussi turbolenti possono essere individuate sei categorie di approcci [13], tra cui si distinguono le tecniche RANS, LES e DNS, verso le quali è rivolta la maggior attenzione nell'ambito della ricerca. Andando dalla tecnica RANS alla DNS, i moti turbolenti sono sempre più calcolati e sempre meno approssimati da modelli; ciò comporta una crescente accuratezza dei metodi, ma anche una considerevole crescita dei tempi di calcolo e delle risorse *hardware* necessarie. Proprio per gli eccessivi costi computazionali, attualmente solo le RANSE vengono significativamente impiegate in ambito industriale, a meno di rari e limitati casi di applicazione delle LES, lasciando le altre tecniche solo in ambito di ricerca. Infatti i tempi di calcolo richiesti da simulazioni di tipo LES o DNS non sono confrontabili con i tempi commerciali di progettazione di un nuovo prodotto, specie in quei casi come l'ingegneria aeronautica e navale in cui le dimensioni geometriche sono elevate. Il caso estremo è rappresentato dalle DNS, applicate esclusivamente nella ricerca, per geometrie dell'ordine di pochi centimetri e per numeri di Reynolds molto bassi, non essendoci attualmente calcolatori tali da consentire simulazioni su geometrie delle dimensioni tipiche di un velivolo o di un'imbarcazione. Per maggiori dettagli si vedano [13] e [42]. In questo lavoro si è dunque scelto di utilizzare, oltre ai metodi a pannelli, un solutore RANS, il quale dovrebbe consentire di ottenere risultati significativi con un calcolatore di uso comune e facilmente reperibile a basso costo, anche se allo stato attuale occorrerebbero comunque dispositivi di potenza notevolmente superiore.

Nell'approccio RANS, le equazioni di Navier-Stokes sono scritte mediando le

variabili fluidodinamiche nel tempo (*time-averaging*), se il campo di moto è statisticamente stazionario, o su un insieme immaginario di flussi in cui tutti i fattori controllabili sono ritenuti costanti (*ensemble-averaging*), nei casi in cui il campo di moto debba essere considerato instazionario. Una grandezza scalare ϕ qualsiasi può essere dunque vista come somma di un valore medio $\bar{\phi}$ e di una fluttuazione ϕ' :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (1.21)$$

Sostituendo questa espressione per le variabili incognite nelle equazioni di continuità e di bilancio della quantità di moto istantanee, si ottengono le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds¹:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = 0 \quad (1.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) = \\ - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{v'_i v'_j}) \end{aligned} \quad (1.23)$$

(avendo ommesso il simbolo di media sulla velocità \bar{v} ed avendo usato la notazione indiciale). Come è facile notare, esse hanno la stessa forma delle equazioni di Navier-Stokes istantanee, ma ora sono presenti i valori mediati delle variabili. Inoltre sono presenti dei termini aggiuntivi, $-\rho \overline{v'_i v'_j}$, che costituiscono il tensore degli stress di Reynolds e che tengono in conto degli effetti della turbolenza. La presenza di nuove incognite, dunque, comporta la necessità di aggiungere altre equazioni, ovvero di modellare gli stress di Reynolds. Per fare ciò si ricorre comunemente all'ipotesi di Boussinesq, che lega gli stress di Reynolds ai gradienti di velocità media:

$$-\rho \overline{v'_i v'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (1.24)$$

in cui μ_t è la viscosità turbolenta e k è l'energia cinetica turbolenta. L'ipotesi di Boussinesq è alla base dei modelli di turbolenza di Spalart-Allmaras,

¹A rigore, le equazioni di Navier-Stokes sono le tre proiezioni dell'equazione del bilancio della quantità di moto sugli assi cartesiani; è di uso comune, però, includere l'equazione di conservazione della massa nel riferirsi ad esse.

dei modelli $k - \epsilon$ e $k - \omega$; questo approccio comporta il vantaggio del costo computazionale relativamente basso associato al calcolo di μ_t e dell'aggiunta di solo una (per il modello Spalart-Allmaras) o due (per i modelli $k - \epsilon$ e $k - \omega$) equazioni di trasporto. Lo svantaggio di quest'ipotesi è che la viscosità turbolenta è considerata uno scalare isotropo, cosa non strettamente vera. L'approccio alternativo consiste nel risolvere un'equazione di trasporto per ogni singolo termine del tensore di Reynolds, e di un'equazione addizionale di scala, solitamente per ϵ (RSM). Ciò comporta la risoluzione di cinque equazioni di trasporto aggiuntive per flussi bidimensionali e sette per flussi tridimensionali, che si traduce in un significativo aumento dei costi computazionali. In questo lavoro si ricorrerà all'ipotesi di Boussinesq, facendo uso dei modelli $k - \epsilon$ e $k - \omega$, visto il loro costo computazionale relativamente ridotto e le risorse disponibili.

Mentre nell'approccio RANS tutte le scale della turbolenza vengono modellate, nella LES si ricorre a modelli solo per le scale più piccole, le quali assorbirebbero la maggior parte del costo computazionale in una simulazione diretta, e si risolvono le scale maggiori. La LES può dunque essere vista come un compromesso tra RANS e DNS, in cui le equazioni di Navier-Stokes vengono risolte per tutte le scale presenti.

1.2.1 I sistemi multifase: *Tracking* e *Capturing* dell'interfaccia

I metodi per la determinazione della superficie libera possono essenzialmente essere classificati in due grandi gruppi: quelli di *interface-tracking* e quelli di *interface-capturing*. Nei metodi di *interface-tracking*, l'interfaccia tra due fluidi è vista come una superficie ben definita, la cui evoluzione è seguita muovendo i nodi della griglia in corrispondenza di essa. I metodi di *interface-capturing* risolvono il campo fluidodinamico su una griglia fissa, senza definire preventivamente una superficie di interfaccia, ma determinandone la forma individuando le celle parzialmente riempite delle fasi considerate. Uno dei primi schemi che rientrano in questa categoria è il *Marker-and-Cell* (MAC),

proposto da Harlow e Welch nel 1965 [16], che prevede l'introduzione di particelle prive di massa sulla superficie libera al tempo iniziale ed il seguire il loro moto; tale approccio ha il grande vantaggio di poter trattare fenomeni complessi come il *wave breaking*, ma comporta l'impiego di grandi potenze di calcolo, specie nei casi tridimensionali, per il gran numero di particelle di cui seguire il moto, oltre alla risoluzione delle equazioni del campo fluidodinamico. Molto meno oneroso è invece il modello *Volume of Fluid* (VOF), ideato da Hirt e Nichols nel 1981 [17], largamente usato ai giorni nostri per questo tipo di problemi. Questo modello è descritto nel paragrafo 1.2.2 nella formulazione implementata nel software FLUENT, leggermente diversa dalla formulazione originaria presentata in [17] e più generale.

1.2.2 Il modello *Volume of Fluid* (VOF)

Il modello *Volume of Fluid* (VOF) rientra nell'approccio definito *Euler-Euler*, in cui le differenti fasi sono matematicamente trattate come continui interpenetranti. Poiché il volume di una fase non può essere occupato dalle altre, viene introdotto il concetto di frazione di volume, in base al quale ogni singolo volume di controllo è, in generale, parzialmente riempito da tutte le fasi in questione. Le frazioni di volume delle fasi sono dunque funzioni continue e la loro somma è uguale all'unità. Vengono quindi scritte le equazioni di continuità per ogni fase, andando a formare un sistema di equazioni avente tutte struttura simile, chiuso per mezzo di considerazioni empiriche o in base alla teoria cinetica nel caso di flussi granulari. Il modello VOF è una tecnica di individuazione dell'interfaccia adatta a quei flussi costituiti da due o più fluidi immiscibili, e che si applica a griglie fisse euleriane. In questo modello, tutti i fluidi condividono la stessa equazione di bilancio della quantità di moto, mentre viene calcolata la frazione di volume del singolo fluido in ogni cella di calcolo attraverso tutto il dominio. In realtà per ogni fase aggiunta al modello viene introdotta una variabile, la frazione di volume di quella fase nella cella di calcolo, in cui la somma delle frazioni di volume deve essere pari ad uno. L'individuazione dell'interfaccia tra le fasi è permessa dal cal-

colo della frazione di volume delle fasi in ogni cella, ovvero dalla risoluzione dell'equazione di continuità della frazione di volume per le fasi introdotte nel modello. Supponendo di avere in generale n fasi, detta c_q la frazione di volume della q -esima fase e dovendo essere:

$$\sum_{q=1}^n c_q = 1 \quad (1.25)$$

occorreranno $n - 1$ equazioni aggiuntive. Più precisamente, andranno risolte le equazioni di continuità delle frazioni di volume delle fasi secondarie, mentre la frazione di volume della fase primaria sarà calcolata per differenza. L'equazione della frazione di volume q -esima sarà:

$$\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial t} (c_q \rho_q) + \nabla \cdot (c_q \rho_q \vec{v}_q) \right] = S_{c_q} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \quad (1.26)$$

in cui \dot{m}_{pq} e \dot{m}_{qp} sono rispettivamente i trasferimenti di massa dalla fase p alla q e viceversa, mentre il termine S_{c_q} è un termine di produzione della fase q . Considerando flussi incomprimibili, produzioni e cambiamenti di fase nulli, la (1.26) diventa semplicemente:

$$\frac{\partial c_q}{\partial t} + \vec{v}_q \cdot \nabla c_q = 0 \quad (1.27)$$

Per la risoluzione della (1.26), il FLUENT dispone sia di uno schema implicito, sia di uno schema esplicito. Indicando con n il time step precedente, $n + 1$ il time step corrente, $c_{q,f}$ il valore di c sulla faccia f per la fase q , \mathcal{V} il volume della cella e U_f il flusso volumetrico attraverso la faccia f , la (1.26) diventa, rispettivamente per lo schema implicito e lo schema esplicito:

$$\frac{c_q^{n+1} \rho_q^{n+1} - c_q^n \rho_q^n}{\Delta t} \mathcal{V} + \sum_f (\rho_q^{n+1} U_f^{n+1} c_{q,f}^{n+1}) = \left[S_{c_q} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \right] \mathcal{V} \quad (1.28)$$

$$\frac{c_q^{n+1} \rho_q^{n+1} - c_q^n \rho_q^n}{\Delta t} \mathcal{V} + \sum_f (\rho_q^n U_f^n c_{q,f}^n) = \left[S_{c_q} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \right] \mathcal{V} \quad (1.29)$$

Mentre lo schema implicito può essere usato sia per calcoli stazionari che instazionari, lo schema esplicito può essere impiegato solo per calcoli in-

stazionari. Inoltre, poiché la (1.28) richiede la conoscenza dei valori della frazione di volume al time step attuale, occorre risolvere iterativamente un'equazione di trasporto scalare per ognuna delle frazioni di volume delle fasi secondarie; ciò non è necessario per la (1.29) in quanto occorrono solo valori noti delle grandezze fluidodinamiche.

Il vantaggio del metodo VOF consiste nel poter trattare flussi multifase complessi, anche in presenza di *breaking waves*, ad un costo computazionale relativamente ridotto. Un aspetto critico è la discretizzazione del termine convettivo dell'equazione (1.26): schemi del primo ordine risultano infatti eccessivamente diffusivi, generando una superficie di interfaccia poco definita e miscelamento artificiale tra i fluidi in esame; per ovviare a ciò sono quindi da preferire schemi di ordine superiore, che garantiscano però un profilo monotono della frazione di volume attraverso l'interfaccia e non abbiano quindi un comportamento numericamente dispersivo, dovendo essere sempre $0 \leq c \leq 1$. Molti schemi sono stati dunque creati a tale scopo: tra i più evoluti e che forniscono i migliori risultati bisogna citare *Donor-Acceptor* [17], *Geometric Reconstruction*, HRIC [29], e CICSAM [40]. Le proprietà fluidodinamiche presenti nelle equazioni di trasporto vengono mediate in base alla frazione di volume delle fasi presenti nel singolo volume di controllo; ad esempio, per un sistema costituito da n fasi, la densità sarà data da:

$$\rho = \sum_{q=1}^n c_q \rho_q \quad (1.30)$$

che nel caso di sistema composto da due soli fasi diventa:

$$\rho = c_2 \rho_2 + (1 - c_2) \rho_1 \quad (1.31)$$

in cui i pedici 1 e 2 stanno ad indicare le fasi primaria e secondaria. In maniera del tutto analoga vengono calcolate le altre proprietà, come ad esempio la viscosità. Seguendo questo approccio, si può dire che tutti i fluidi presenti vengano trattati come un singolo fluido le cui proprietà variano nello spazio in base alla (1.26). L'interfaccia non è più trattata come una superficie di confine, quindi non è necessario imporre condizioni al contorno su di essa; essa

viene vista semplicemente come la regione in cui le proprietà del fluido variano bruscamente. In ogni caso, la risoluzione della (1.26) o (1.27) implica che la condizione cinematica sia soddisfatta, mentre anche la condizione dinamica viene implicitamente tenuta in conto [13].

Poiché in questo metodo viene risolta una singola equazione di bilancio della quantità di moto (1.32) attraverso tutto il dominio, il risultante campo di velocità è condiviso da tutte le fasi. Tale equazione sarà inoltre dipendente dalle frazioni di volume tramite le grandezze ρ e μ :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu (\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T)] + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (1.32)$$

Una limitazione di questo approccio si ha nei casi di forte differenza di velocità tra le fasi, per cui ci può essere perdita di accuratezza nel calcolo delle velocità in prossimità dell'interfaccia.

Nel caso in cui vengano introdotti modelli di turbolenza, viene risolto ancora un singolo set di equazioni di chiusura, e le variabili di turbolenza vengono condivise tra le fasi.

1.2.3 L'interpolazione all'interfaccia

Come già detto nel paragrafo 1.2.2, particolare attenzione va data alla discretizzazione del termine convettivo dell'equazione (1.26); la sua discretizzazione non deve produrre diffusività numerica né un comportamento dispersivo, ovvero il valore della frazione di volume in una cella deve essere compreso tra il minimo ed il massimo valore delle celle adiacenti. Lo schema HRIC, ideato da Muzaferjia e Perić [29] vuole ottenere ciò dalla combinazione degli schemi upwind e downwind. Esso infatti è uno schema NVD che consiste in una combinazione non lineare di tali schemi del primo ordine. Lo schema upwind approssima il valore della variabile sulla faccia della cella con il valore che si ha al centro della cella posta immediatamente a monte; esso ha la caratteristica di essere incondizionatamente stabile, produce sempre soluzioni limitate, ma comporta una notevole diffusività numerica. D'altra parte, lo schema downwind approssima il valore sulla faccia con il valore al centro

della cella immediatamente a valle, è incondizionatamente instabile e introduce diffusività numerica negativa. L'opportuna combinazione di questi due schemi, che hanno il vantaggio di essere molto semplici e di coinvolgere solo le celle immediatamente adiacenti, porta ad uno schema che permette di ottenere un'interfaccia ben definita e caratterizzato da una diffusività numerica molto ridotta. Tale combinazione è ottenuta secondo il *Normalized Variable Diagram* (NVD), definendo la frazione di volume locale normalizzata \tilde{c} in prossimità del centro cella C come:

$$\tilde{c}(\vec{r}) = \frac{c(\vec{r}, t) - c_U}{c_D - c_U} \quad (1.33)$$

in cui i pedici U e D indicano rispettivamente i nodi a monte e a valle del centro cella C e \vec{r} il vettore posizione (fig. 1.2). In base a questo approccio, se il valore della frazione di volume normalizzata \tilde{c}_j valutato sulla faccia j cade nella regione ombreggiata o sulla diagonale $\tilde{c}_j = \tilde{c}_C$ del diagramma di figura 1.3 si avrà una soluzione al centro cella C limitata. La diagonale $\tilde{c}_j = \tilde{c}_C$ corrisponde infatti alla discretizzazione secondo lo schema upwind.

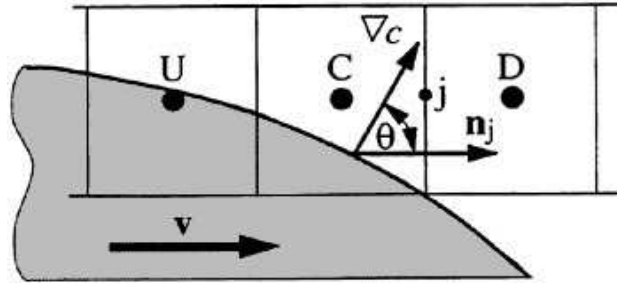
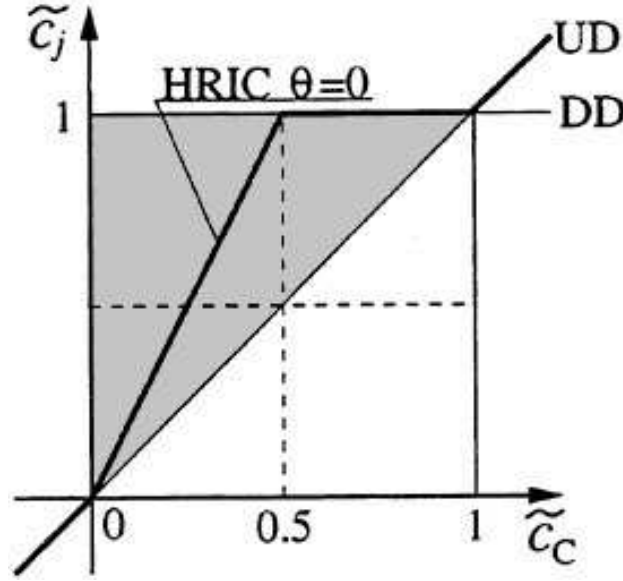


Figura 1.2: Schema HRIC: notazione e valori usati per il NVD

Per valori di \tilde{c}_C minori di 0 e maggiori di 1, solo lo schema upwind fornisce soluzioni limitate, mentre per valori compresi tra 0 e 1, molte combinazioni di upwind e downwind portano a soluzioni limitate. La combinazione scelta è data dunque dalla seguente espressione:

$$\tilde{c}_j = \begin{cases} \tilde{c}_C & \text{se } \tilde{c}_C < 0 \quad \text{o} \quad \tilde{c}_C \geq 1 \\ 2\tilde{c}_C & \text{se } 0 \leq \tilde{c}_C < 0.5 \\ 1 & \text{se } 0.5 \leq \tilde{c}_C < 1 \end{cases} \quad (1.34)$$


 Figura 1.3: Schema HRIC: *Normalized Variable Diagram*

Per evitare che la discretizzazione downwind causi l'allineamento dell'interfaccia con la griglia [40], bisogna tenere in conto dell'angolo θ tra la normale all'interfaccia (definita dal gradiente della frazione di volume ∇c) e la normale alla faccia. Il valore di \tilde{c}_j è dunque corretto secondo l'espressione:

$$\tilde{c}_j^* = \tilde{c}_j \sqrt{\cos\theta} + \tilde{c}_C (1 - \sqrt{\cos\theta}) \quad (1.35)$$

Poiché la combinazione tra upwind e downwind è dinamica e dipende dalla distribuzione locale della frazione di volume, potrebbero insorgere problemi di convergenza nel caso in cui il numero di Courant locale fosse troppo grande. Per evitare ciò, un'ulteriore correzione viene fatta in base al numero di Courant, secondo la seguente espressione:

$$\tilde{c}_j^{**} = \begin{cases} \tilde{c}_j^* & \text{se } Co < 0.3 \\ \tilde{c}_C & \text{se } Co > 0.7 \\ \tilde{c}_C + (\tilde{c}_j^* - \tilde{c}_C) \frac{0.7 - Co}{0.7 - 0.3} & \text{negli altri casi} \end{cases} \quad (1.36)$$

In conclusione il valore di c_j è dato, in base alla (1.33), da:

$$c_j^{HRIC} = \gamma c_C + (1 - \gamma) c_D \quad (1.37)$$

in cui γ é definito come:

$$\gamma = \frac{(1 - \tilde{c}_j^{**})(c_D - c_U)}{c_D - c_C} \quad (1.38)$$

Nell'approccio basato sullo schema *Geometric Reconstruction*, il calcolo dei flussi per le celle completamente riempite di una fase o l'altra viene effettuato usando gli schemi standard, mentre lo schema *Geometric Reconstruction* è utilizzato per le celle parzialmente riempite. Tale schema rappresenta l'interfaccia tra due fluidi come lineare a tratti, ovvero con pendenza lineare all'interno delle celle a cavallo di essa. La posizione dell'interfaccia relativa al centro di ogni cella parzialmente riempita viene determinata in base alla frazione di volume e alle sue derivate nella cella. L'andamento ottenuto, insieme alle velocità normali e tangenziali sulle facce, è utilizzato per il calcolo del trasporto di fluido attraverso esse. Infine la frazione di volume in ogni cella è ottenuta dal bilancio dei flussi calcolati precedentemente.

1.3 I codici utilizzati

1.3.1 Il software SHIPFLOW

FLOWTECH SHIPFLOW è un codice di analisi fluidodinamica per la simulazione di flussi attorno a carene, con o senza presenza della superficie libera. Al fine di ottenere una certa efficienza computazionale, esso è basato su un approccio zonale ed una struttura a moduli. Il campo fluidodinamico attorno alla carena viene suddiviso in zone, ed in ognuna di esse viene applicata la tecnica di analisi più adeguata, che garantisca cioè di ottenere una sufficiente accuratezza mantenendo relativamente bassi gli oneri computazionali. Come mostrato in figura 1.4, è possibile individuare tre zone, corrispondenti a tre metodi di risoluzione differenti: una prima zona, che comprende le regioni più distanti dalla carena e quelle poste a prua, dove è possibile fare l'ipotesi di flusso a potenziale; una seconda zona, immediatamente adiacente al corpo, da prua fino all'inizio della regione poppiera, in cui viene fatta l'ipotesi di strato

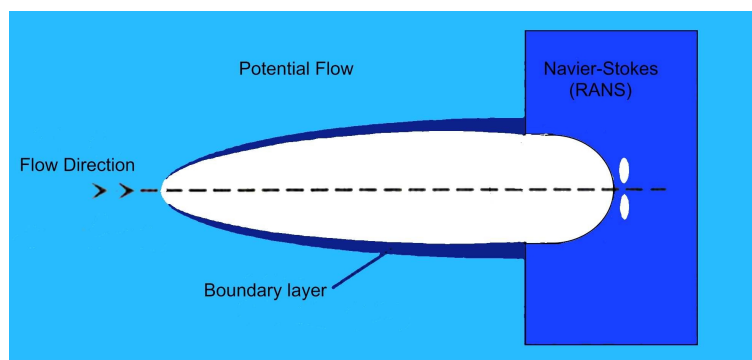


Figura 1.4: SHIPFLOW: approccio zonale

limite; una terza zona, posta a poppa della carena, dove, a causa della complessità del campo di moto, occorre risolvere le equazioni di Navier-Stokes. Nella prima zona viene impiegato un metodo a pannelli *higher-order*, con distribuzione di sorgenti sulle superfici non portanti e distribuzioni di sorgenti e doppiette sulle superfici portanti; esso consente inoltre la simulazione della superficie libera mediante distribuzione di sorgenti e condizioni al contorno linearizzate e non. L'analisi dello strato limite, laminare o turbolento, nella seconda zona viene effettuata mediante metodi integrali, con previsione della transizione. Nella terza zona vengono invece risolte le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds con l'aggiunta di vari modelli di turbolenza. Il codice SHIPFLOW è dunque strutturato in sei moduli, denominati *XMESH*, *XPAN*, *XBOUND*, *XGRID*, *XVISC* ed *XCHAP*; ad essi andrebbe aggiunto il modulo principale *XFLOW*, che ha il solo compito di gestire l'attivazione dei moduli e raggruppare le informazioni comuni ad essi necessarie. Il modulo *XMESH* ha il compito di generare la pannellazione, su carena e superficie libera, necessaria all'applicazione del metodo a pannelli gestito dal modulo *XPAN* a partire dalla geometria fornita in *input*; inoltre consente di utilizzare una pannellazione realizzata esternamente dall'utente. *XPAN* è il solutore per il flusso a potenziale, basato su un metodo a pannelli con distribuzioni di singolarità superficiali. Il modulo *XBOUND* effettua l'analisi di strato limite a partire dalla soluzione fornita dal modulo *XPAN*. Il modulo *XGRID* ha in-

vece il compito di generare la griglia volumica necessaria alla risoluzione delle RANSE ad opera dei due moduli *XVISC* ed *XCHAP*. Il codice SHIPFLOW infatti dispone di due moduli distinti per l'analisi del flusso nella regione poppiera; il primo, *XVISC*, è un solutore alle differenze finite con modello di turbolenza $k - \epsilon$, il secondo, invece, è un solutore ai volumi finiti con modelli di turbolenza *EASM*, $k - \omega$ *BSL* e $k - \omega$ *SST*. Entrambi questi moduli si servono della soluzione ottenuta dai moduli *XPAN* e *XBOUND*. Si sottolinea quindi che il calcolo della superficie libera è fatto esclusivamente mediante il solutore a potenziale, in quanto entrambi i solutori RANS presenti sono solutori monofase, che operano esclusivamente nella regione poppiera al di sotto della superficie libera, considerando quest'ultima come una parete di forma nota.

In questo lavoro SHIPFLOW verrà impiegato per la sola determinazione della superficie libera e del coefficiente di resistenza d'onda, volendo innanzitutto confrontare la formazione ondosa ottenuta con un metodo a pannelli con la soluzione ottenuta con il metodo VOF, e ritenendo altri codici RANS più adeguati al trattamento di flussi complessi. Per i dettagli sul suo uso e sulla creazione dei files di input si rimanda a [14].

1.3.2 Il software FLUENT

ANSYS FLUENT è un software di analisi fluidodinamica ai volumi di controllo di uso del tutto generale, rappresentante lo stato dell'arte della CFD. Esempi dei suoi campi di applicazione sono i flussi turbolenti in generale, flussi reagenti, solidificazione e fusione, formazione degli inquinanti, sistemi multifase ecc. Esso è principalmente un codice RANS, ma permette anche simulazioni di tipo DES e LES. I modelli di turbolenza di cui dispone sono molteplici e sono i più largamente usati sia in ambito di ricerca che industriale; essi sono il modello ad una equazione Spalart- Allmaras, i modelli a due equazioni $k - \epsilon$ (nelle varianti *Standard*, *RNG* e *Realizable*) e $k - \omega$ (nelle varianti *Standard* e *SST*), il modello a quattro equazioni $v^2 - f$ ed infine il modello a sette equazioni *RSM*. La possibilità di gestire griglie

sia strutturate che non strutturate, costituite di elementi di vario tipo, lo rende particolarmente versatile ed adatto ad applicazioni industriali. Per la simulazione di flussi multifase, nostro principale interesse, oltre al VOF descritto nel paragrafo 1.2.2, sono disponibili i modelli *Mixture*, *Eulerian* e *Wet Steam*. Ampia possibilità di scelta vi è anche per gli schemi di discretizzazione, ed in particolare per l'interpolazione all'interfaccia; oltre allo schema classico di upwind al secondo ordine, sono disponibili gli schemi specifici *Geometric Reconstruction*, *Donor-Acceptor*, CICSAM e HRIC modificato. Si tenga presente che, mentre i primi tre sono utilizzabili solo in regime instazionario, lo schema HRIC modificato può essere usato anche per campi di moto stazionari. La buona risoluzione con cui questo schema riesce a catturare l'interfaccia e la sua maggiore economicità lo rendono, come vedremo, lo schema ideale ai nostri scopi. La vasta disponibilità di modelli e di solutori di cui il FLUENT è dotato, ha fatto ricadere la nostra scelta per questo lavoro su di esso, nella ricerca della strategia migliore per ottenere accuratezza dei risultati ed economicità di calcolo.

Capitolo 2

Profili in prossimità della superficie libera

2.1 Introduzione

Superfici portanti sono spesso usate nell'ingegneria navale: un esempio sono le derive e le *winglets* poste sul bulbo delle imbarcazioni a vela da competizione, o le alette stabilizzatrici impiegate sugli yacht di lusso. In questi casi però tali superfici si trovano a notevole distanza dalla superficie libera, tanto da non risentirne gli effetti e da poter essere considerate profondamente immerse. Diverso però è il caso degli aliscafi, in cui le superfici portanti si trovano a lavorare poco al di sotto del pelo libero, allo scopo di minimizzare il contatto della carena con l'acqua.

La presenza della superficie libera va ad influenzare notevolmente il campo fluidodinamico attorno alla superficie portante, tanto da comportare significative modifiche delle sue prestazioni. Studi di questi effetti, sia numerici che sperimentali, sono già stati fatti in passato, si vedano ad esempio [11, 30]. Di notevole importanza ha anche l'influenza che la superficie libera può avere sulle strutture vorticose che possono venire a formarsi a valle di corpi immersi al di sotto di essa ed in sua prossimità; si pensi ad esempio al problema delle oscillazioni sulle strutture *offshore*, su gasdotti o sottomarini, dovute

alla formazione di vortici.

In questo capitolo, i risultati ottenuti con il codice FLUENT mediante il modello VOF su profili alari posti al di sotto della superficie libera verranno messi a confronto con le soluzioni sperimentali e numeriche presenti in letteratura [11, 6, 44, 45], valutando l'influenza dei vari parametri dell'analisi fluidodinamica sulla soluzione, nella ricerca delle impostazioni ottimali per una corretta simulazione. Inoltre, sarà simulato il caso di un cilindro posto in prossimità della superficie libera, valutando la capacità del modello numerico di cogliere le caratteristiche salienti del campo fluidodinamico che va a generarsi a valle del corpo nel confronto ancora con dati sperimentali [38].

2.2 Profilo NACA 0012: deformazione della superficie libera

L'esperimento proposto da Duncan [11] vede un profilo NACA 0012 di 20.3cm di corda posto all'interno di una vasca lunga 24m e di 61cm sia in larghezza che in altezza, completamente immerso al di sotto del pelo libero e fatto traslare a velocità costante. Sono state considerate diverse immersioni, velocità di prova e angoli di incidenza, allo scopo di indagare sulle condizioni che danno vita all'insorgenza di *breaking waves* e sugli effetti sulla resistenza. Nella prima fase delle nostre analisi numeriche è stato considerato il caso di profilo posto a 21cm di immersione e ad un angolo di incidenza di 5° ; la velocità considerata è di 0.8m/s . La griglia di calcolo inizialmente realizzata è di tipo strutturato a blocchi, costituita da $7'648$ celle, rappresentante sostanzialmente la vasca di prova, ma con pareti inferiore e superiore poste a distanza maggiore del caso reale; il profilo è posto a 5 lunghezze dall'ingresso e a 10 dall'uscita. Le condizioni al contorno imposte sono di ingresso e uscita in pressione nell'ipotesi di canale aperto, di parete con *slip flow* per le pareti della vasca e di parete con *no slip flow* per la superficie del profilo. A partire da tale griglia ne sono state realizzate altre due, di $30'592$ e $122'368$ celle, ottenute mediante infittimento sistematico, per valutare l'indipendenza della

soluzione dalla griglia. E' stato dunque effettuato un calcolo stazionario, con modello di turbolenza *Realizable* $k - \epsilon$, utilizzando lo schema QUICK per la discretizzazione del termine convettivo delle equazioni di bilancio di quantità di moto, di k e di ϵ , e lo schema HRIC modificato per il bilancio della frazione di volume. Per quanto riguarda i parametri di turbolenza in ingresso, è stata assegnata un'intensità della turbolenza dell'1% ed una lunghezza caratteristica della turbolenza l in base alla relazione:

$$l = 0.07L \quad (2.1)$$

valida in regime turbolento completamente sviluppato, in cui L è una lunghezza caratteristica della geometria in esame, in questo caso la corda del profilo. Un valore basso di turbolenza in ingresso è concorde con il fatto che nella prova sperimentale il fluido è in quiete mentre il profilo è mosso in esso. La scelta di un calcolo di tipo stazionario è dettata dal voler contenere al minimo i tempi di calcolo, essendo interessarti ad una soluzione di regime, come in realtà si verifica nelle prove sperimentali [11]; un processo di tipo instazionario, seppur di tipo implicito, comporta tempi di calcolo notevolmente maggiori. Sempre allo scopo di contenere i tempi di calcolo, si è preferito ricorrere all'uso di funzioni di parete, anziché rifinire la griglia nella regione dello strato limite ed ottenere una y^+ di ordine unitario (si veda il paragrafo 3.1), in quanto non si è interessati in questa fase ad un valore particolarmente accurato del coefficiente di resistenza. Il modello di turbolenza *Realizable* $k - \epsilon$ ha dimostrato di dare buoni risultati per campi di moto attorno a profili, si veda ad esempio [28], anche se bisogna dire che, da una serie di prove preliminari, l'impiego di altri modelli di turbolenza non ha prodotto significative differenze nella forma della superficie libera; la non influenza del modello di turbolenza sulla forma della superficie libera può essere giustificata dall'assenza di contatto tra questa e le pareti solide del profilo e dall'assenza di *breaking waves* nel caso in esame, mentre risultati diversi possono riscontrarsi in casi più complessi. La figura 2.1 mostra la superficie ondosa ottenuta con le tre griglie, indicate con a , b e c in numero di celle crescente; si può notare che il passaggio alla griglia c comporta solo piccole differenze, a discapito del tempo

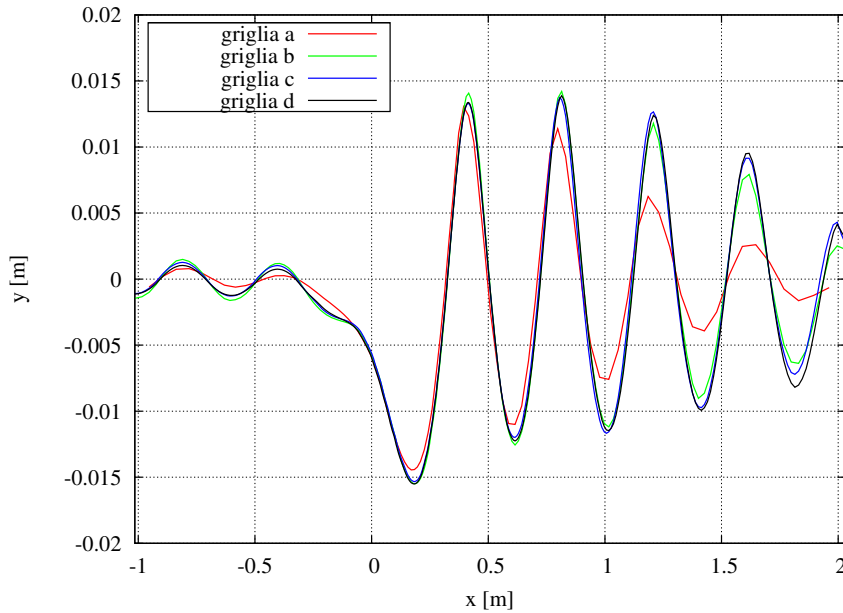


Figura 2.1: Profilo NACA 0012: verifica dell'indipendenza della superficie libera dalla griglia

di calcolo che aumenta notevolmente, tanto da non giustificarne l'utilizzo. Per migliorare però la soluzione senza incrementare eccessivamente i tempi di calcolo, è stata allora realizzata un'ulteriore griglia (d), ottenuta a partire dalla griglia b refinendo solo le regioni della superficie libera e di scia del profilo. Quest'ultima griglia è mostrata nelle figure 2.2 e 2.3.

Confrontando la soluzione ottenuta con la griglia d con i dati sperimentali proposti in [11] (figura 2.4), si può notare una sostanziale differenza di ampiezza tra i due profili ondosi. Ciò era prevedibile in quanto il profilo è posto a soli 15cm dalla parete inferiore della vasca utilizzata nelle prove sperimentali, mentre la parete superiore dista 25cm dalla superficie libera in quiete; tali distanze sono molto inferiori di quelle considerate nella soluzione numerica e tali da comportare una significativa influenza sulla deformazione della superficie libera. Inoltre sono state effettuate varie simulazioni con diverse distanze delle pareti inferiore e superiore e delle superfici di ingresso e uscita, che hanno mostrato una significativa influenza di esse sulla soluzione; in particolare è rilevante la distanza della parete superiore dalla superficie li-

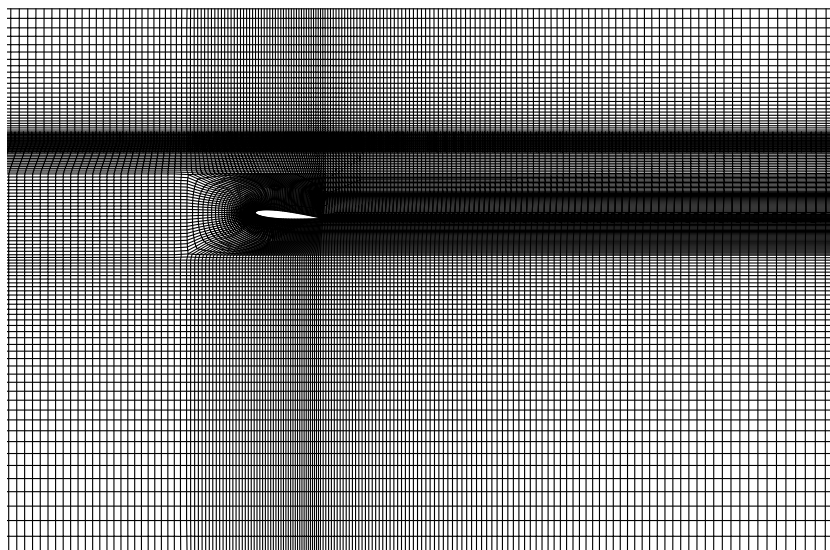


Figura 2.2: Profilo NACA 0012: griglia b adattata (griglia d)

bera, oltre che del fondale, contrariamente a quanto si potrebbe inizialmente pensare, mentre la ridotta distanza tra superficie di ingresso e profilo comporta la formazione di onde a monte di quest'ultimo. Per un confronto migliore con i dati sperimentali è stata dunque realizzata una griglia avente pareti inferiore e superiore poste alla stessa distanza dal profilo della vasca usata e che si estende 10 corde a monte e 20 a valle del profilo. Un particolare di tale griglia, costituita da 28'288 celle quadrilatre infittite in prossimità della superficie libera e del profilo, è mostrato in figura 2.5. Utilizzando lo schema HRIC modificato per la discretizzazione della superficie libera, sono stati confrontati i profili ondosi ottenuti impiegando gli schemi *2nd order upwind*, QUICK, *Power Law*, MUSCL, *bounded* CDS e CDS per la discretizzazione spaziale delle equazioni di bilancio della quantità di moto e dei parametri della turbolenza. Mentre i primi tre schemi citati sono applicabili a tutte e tre le equazioni, gli schemi *bounded* CDS e CDS sono applicabili solo al bilancio di quantità di moto, quindi con essi è stato applicato lo schema QUICK per il bilancio di k ed ϵ . Il modello di turbolenza adottato è ancora il *Realizable* $k - \epsilon$. Non essendo nota l'origine del sistema di riferimento usato in [11], i

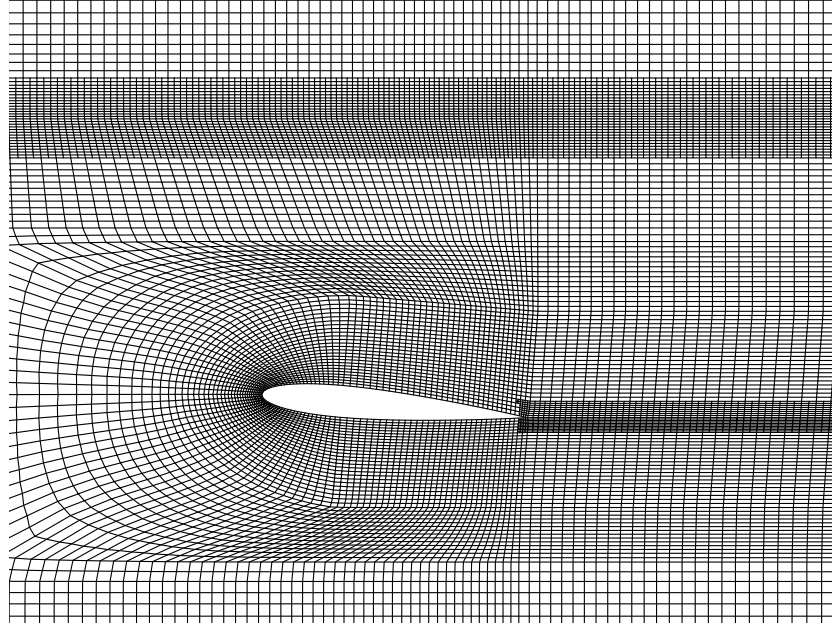


Figura 2.3: Profilo NACA 0012: griglia b adattata (griglia d), dettaglio

profili ondosi ottenuti sono stati traslati in modo tale che il primo nodo del profilo sperimentale coincida con il primo nodo del profilo numerico ottenuto con lo schema QUICK. Inoltre, non avendo a disposizione dati in formato digitale, questi sono stati ricavati dal report cartaceo tramite lettura ottica, comportando un'ulteriore incertezza. Dai risultati ottenuti (figura 2.6) si può notare che tutti gli schemi, ad eccezione del *Power Law*, danno risultati sostanzialmente simili, mostrando tutti un'ampiezza e lunghezza d'onda inferiori a quelle avute sperimentalmente. Il profilo d'onda ottenuto con lo schema CDS mostra uno smorzamento leggermente inferiore rispetto agli altri, ma ciò si nota solo sulle onde più a valle; ciò si può spiegare con il comportamento dispersivo, anziché diffusivo, dello schema. Bisogna dire però che l'uso di tale schema ha comportato una convergenza peggiore dei residui ed un comportamento bruscamente variabile dei coefficienti di forza, seppur con variazioni di lieve entità. In sintesi si può dire che la soluzione numerica presenta un'ampiezza d'onda significativamente inferiore a quella risultante dalle evidenze sperimentali, in particolare viene notevolmente sottostimato il primo cavo d'onda, mentre appare leggermente maggiore la frequenza.

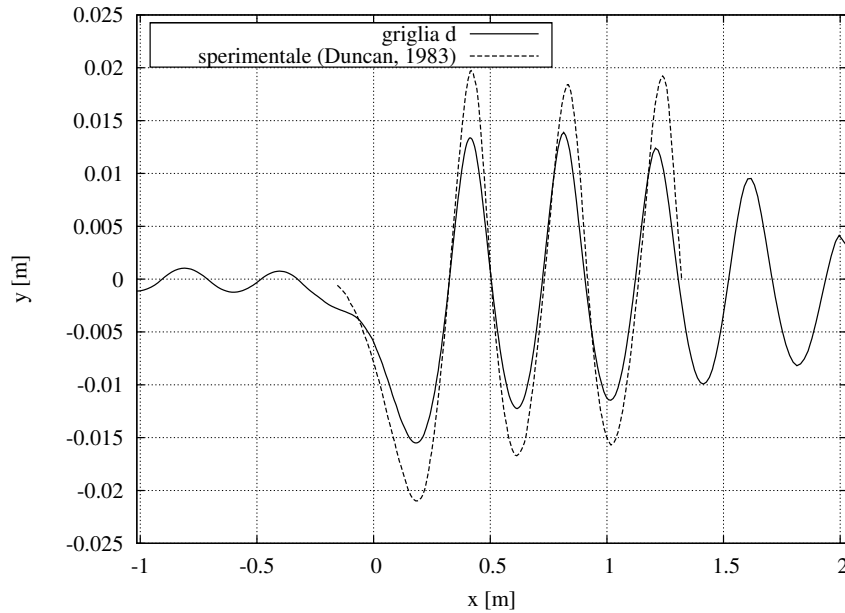


Figura 2.4: Profilo NACA 0012: confronto della soluzione della griglia d con i dati sperimentali

Risultati analoghi sono stati riscontrati in [6], anche se meno accentuati.

2.3 Profilo NACA 4412: effetti sulle prestazioni

Passiamo ora a valutare gli effetti che la presenza della superficie libera ha sulle prestazioni di un profilo alare. Consideriamo un profilo NACA 4412 avente corda $L = 1m$ e posto ad un'incidenza $\alpha = 5^\circ$. E' stata dunque realizzata una griglia rettangolare che si estende 10 corde a monte del profilo, 19 a valle, 8 verso il basso e 5 verso l'alto. La griglia è sostanzialmente ibrida a celle quadrangolari, ma ottenuta da una griglia strutturata multiblocco rifinita in corrispondenza della superficie del profilo allo scopo di ottenere un valore di $y^+ < 100$ per tutte le velocità considerate; inoltre, per meglio cogliere la superficie libera, la griglia è stata rifinita durante il calcolo nelle regioni in cui è presente un gradiente di frazione di volume. Si è dunque

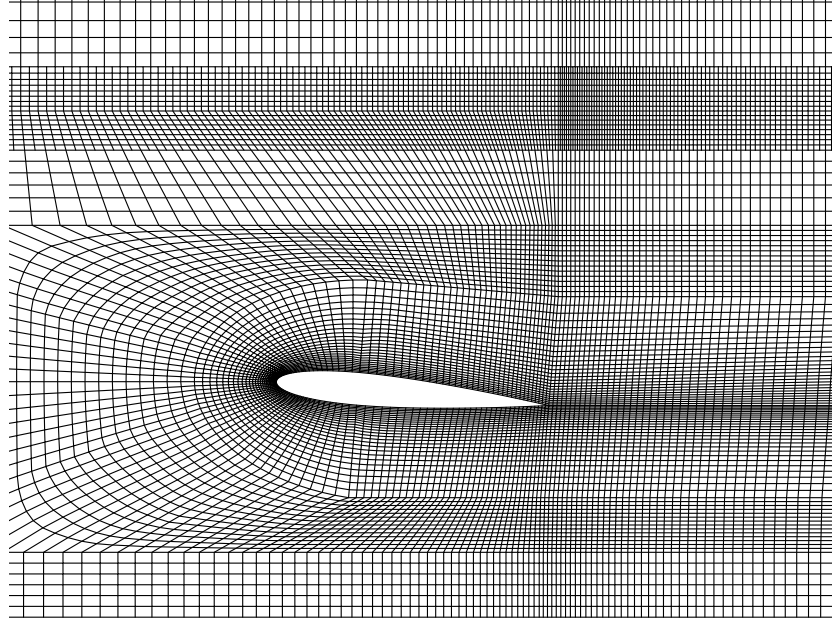


Figura 2.5: Profilo NACA 0012: dettaglio della griglia rappresentante le condizioni sperimentali

considerato il profilo posto ad un'immersione $h = 1m$ e velocità tali da avere un numero di Froude riferito alla corda del profilo variabile da 0.4 a 1.6. La figura 2.7 mostra il coefficiente di portanza ottenuto, confrontato con i risultati proposti in [44] e [45], relativi al caso di flusso a potenziale; mentre in [45] i risultati sono relativi al caso bidimensionale, in [44] questi sono ottenuti su un'ala tridimensionale avente $\mathcal{R} = 10$ e considerando il profilo di mezzzeria. Si può notare un andamento della soluzione RANS simile a quella a potenziale, ma una generale sottostima del C_l e una traslazione del valore massimo verso i numeri di Froude più bassi. Per $Fr > 1.6$ non è stato possibile ottenere una soluzione stazionaria, probabilmente per l'insorgere di fenomeni instazionari. Una prima stima della resistenza d'onda è stata ottenuta sottraendo alla resistenza totale ottenuta in presenza di superficie libera la resistenza totale calcolata considerando la presenza della sola acqua all'interno del dominio di calcolo, lasciando invariati i parametri del modello multifase, in modo tale da compensare eventuali errori numerici. I valori così ottenuti sono stati confrontati ancora con quanto proposto in [44] e [45], si

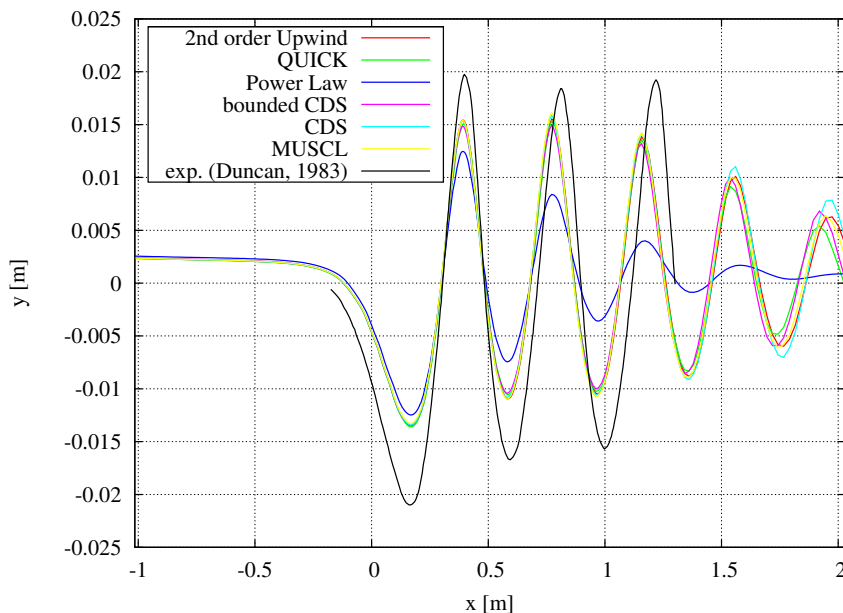


Figura 2.6: Profilo NACA 0012: confronto del profilo ondoso ottenuto con vari schemi di discretizzazione

veda la figura 2.8. In questo caso il coefficiente di resistenza d'onda ottenuto dalla soluzione RANS ha andamento simile alle soluzioni a potenziale per numeri di Froude inferiori a 0.8, mentre assume un valore inferiore per velocità superiori. Anche in questo caso non sono disponibili dati sperimentali per il caso specifico, ma Duncan [11] fornisce valori sperimentali del C_w per il profilo NACA 0012. Considerando il caso di profilo NACA 0012, $L = 0.203m$, $V = 0.8m/s$, $Fr = 0.567$, immerso ad una profondità $h = 0.210m$ (corrispondente a $h/L = 1.034m$), e stimando la resistenza d'onda ancora per differenza tra la soluzione con superficie libera e soluzione con la sola acqua, si ottiene $R_w = 0.499N$, molto prossimo al valore riportato in forma grafica in [11], circa $0.51N$. Infine, la figura 2.10 mostra l'evoluzione della superficie libera al variare del numero di Froude, da cui appare una tendenza a stabilizzarsi per $Fr > 1.4$. La figura 2.9 mostra il coefficiente di pressione ottenuto sul profilo per $Fr = 1.0$, confrontato con l'andamento a potenziale mostrato in [45]. I grafici sono in sostanziale accordo, considerate le differenze tra i due approcci.

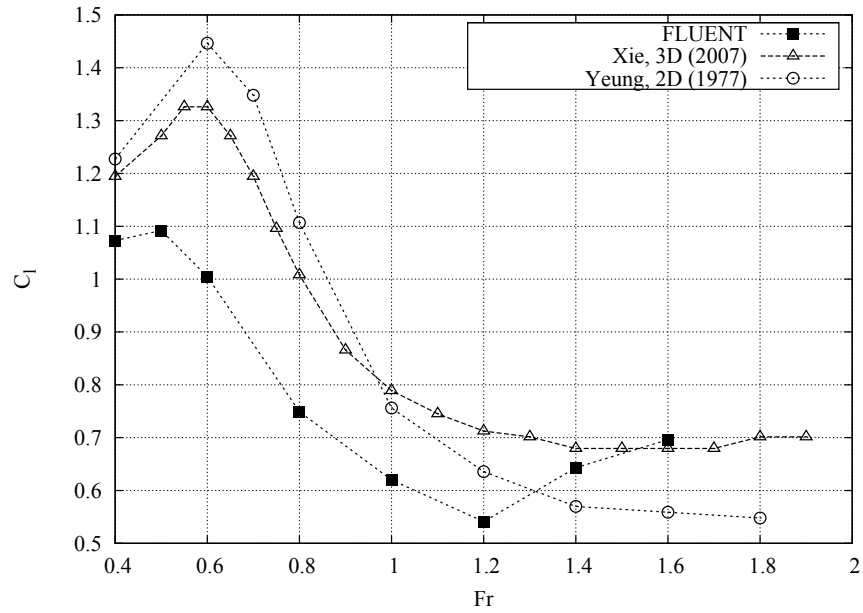


Figura 2.7: Profilo NACA 4412: andamento del C_l al variare del numero di Froude; $h/L = 1$, $\alpha = 5^\circ$

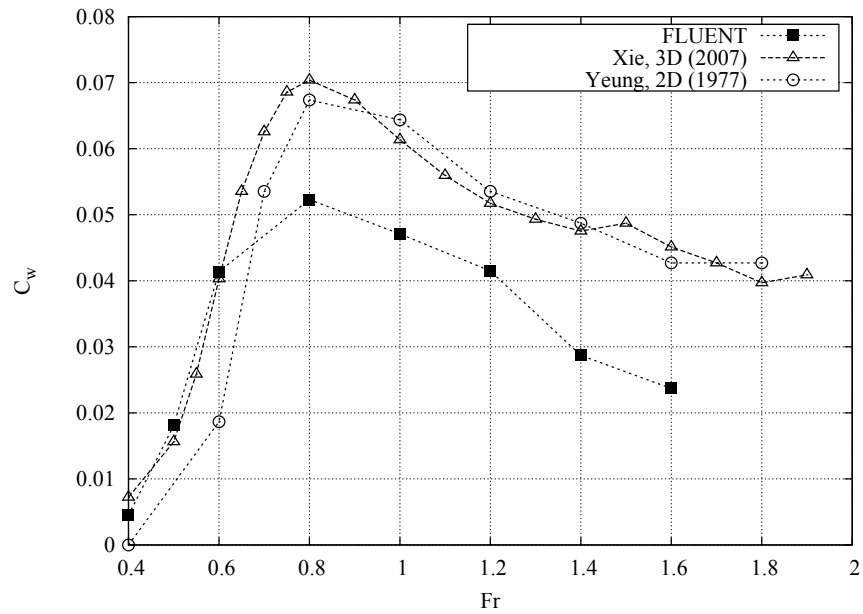


Figura 2.8: Profilo NACA 4412: andamento del C_w al variare del numero di Froude; $h/L = 1$, $\alpha = 5^\circ$

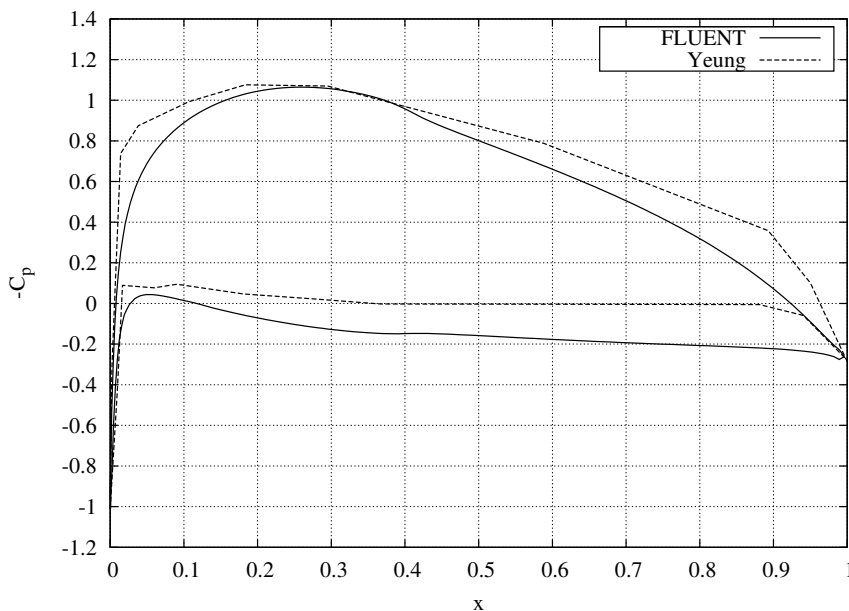


Figura 2.9: Profilo NACA 4412: andamento del C_p ; $Fr = 1.0$, $h/L = 1$, $\alpha = 5^\circ$

2.4 Flusso a valle di un cilindro

Mentre il flusso a valle di un cilindro profondamente immerso è stato ampiamente studiato [43], il campo di moto a valle di un cilindro posto in prossimità della superficie libera ha visto molto meno interesse. Vari studi sono stati fatti inoltre sull'influenza di pareti poste in vicinanza del cilindro sulla scia vorticoso [23, 32]. Anche la presenza della superficie libera, però, può comportare notevoli modifiche al campo di moto, influenzando significativamente la formazione di vortici, come mostrato in [19, 34, 35, 38]. In questo paragrafo si è voluto riprodurre l'esperimento proposto in [38], per valutare la capacità delle metodologie qui usate nel cogliere le caratteristiche essenziali di un campo fluidodinamico complesso come quello a valle di un cilindro ed in presenza della superficie libera. L'esperimento è descritto in figura 2.11; per le nostre analisi si è considerato un rapporto tra la distanza dalla superficie libera e il diametro del cilindro pari a $h/D = 0.31$, valutando tale rapporto con la superficie libera indeformata; inoltre sono stati considerati

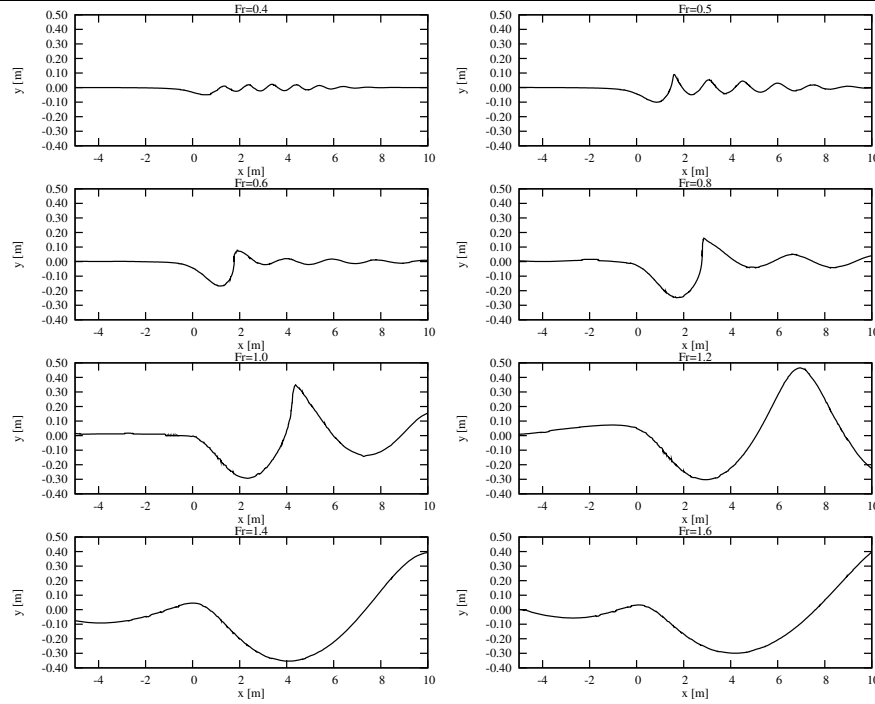


Figura 2.10: Profilo NACA 4412: evoluzione della superficie libera al variare del numero di Froude; $h/L = 1$, $\alpha = 5^\circ$

$Fr_D = 0.6$ e $Re = 6000$, indicando con Fr_D il numero di Froude riferito al diametro del cilindro. Il cilindro ha un diametro $D = 2.54\text{cm}$, mentre la velocità della corrente asintotica è pari a circa 0.3m/s . La griglia realizzata, strutturata multiblocco, è costituita da circa 60'000 celle e si estende per $10D$ a monte del cilindro e $30D$ a valle, verso l'alto e verso il basso (figura 2.12). E' stata dunque eseguita un'analisi instazionaria, ricorrendo al modello di turbolenza $k - \omega$ SST senza l'uso di funzioni di parete; per l'interpolazione all'interfaccia è stato impiegato ancora il modello HRIC modificato, mentre i termini convettivi delle altre equazioni di bilancio sono stati discretizzati con lo schema QUICK. Le condizioni al contorno considerate sono analoghe a quelle impiegate per i profili NACA visti precedentemente, ma è stata imposta nulla la velocità dell'aria in ingresso, per meglio riprodurre le condizioni sperimentali; come condizioni iniziali, l'acqua è dunque in moto alla velocità di regime, mentre l'aria è in quiete sulla superficie libera piana. Dopo una fase transitoria caratterizzata da brusche variazioni della superficie libera, il

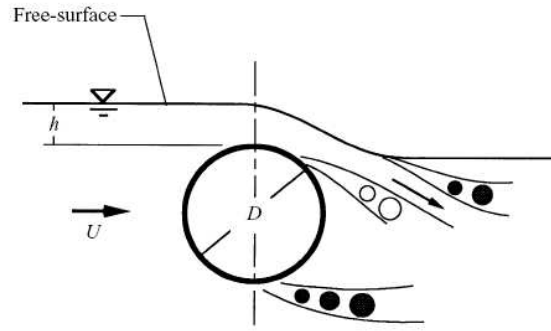
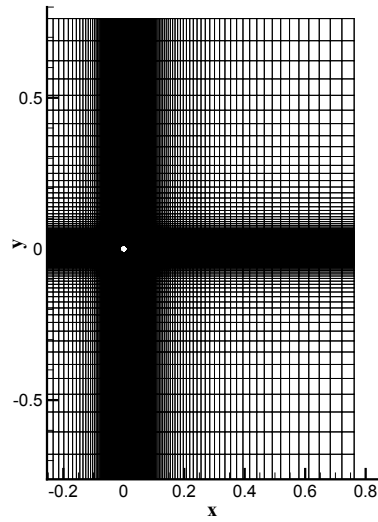


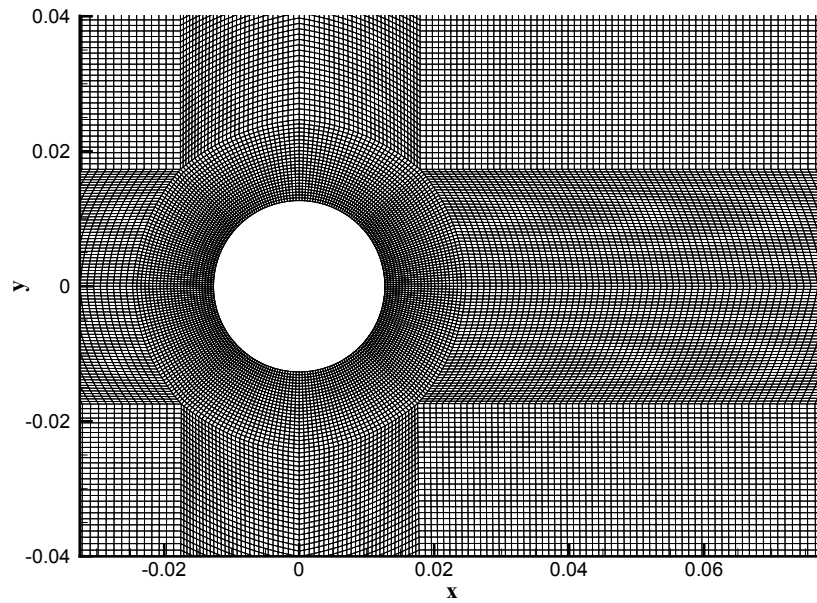
Figura 2.11: Flusso a valle del cilindro: descrizione del problema [38]

campo di moto tende ad assumere una configurazione stabile, caratterizzata dall'inclusione di aria nella regione occupata dall'acqua e da un'ampia zona di mescolamento (figura 2.13). Si tenga presente che le condizioni simulate corrispondono ad un numero di Froude riferito all'immersione h del cilindro superiore all'unità, $Fr_h = 1.07$.

La figura 2.14 mostra i vettori di velocità ottenuti numericamente, confrontati con i risultati sperimentali proposti in [38], ottenuti mediante la tecnica PIV. Dalla figura i risultati appaiono in buon accordo: è correttamente simulato il flusso simile ad un getto che si stacca dalla superficie superiore del cilindro e rivolto verso il basso, di intensità pari circa alla corrente asintotica, come appaiono simili le due regioni vorticoshe che si possono individuare in entrambe le immagini: una confinata tra il getto e lo strato di mescolamento che parte dalla superficie inferiore del cilindro, e l'altra posta al di sopra del getto e che si estende verso valle al di sotto della superficie libera. Risultati sperimentali analoghi sono stati riscontrati in [19].



(a) vista complessiva



(b) particolare attorno al cilindro

Figura 2.12: Flusso a valle di un cilindro: griglia realizzata

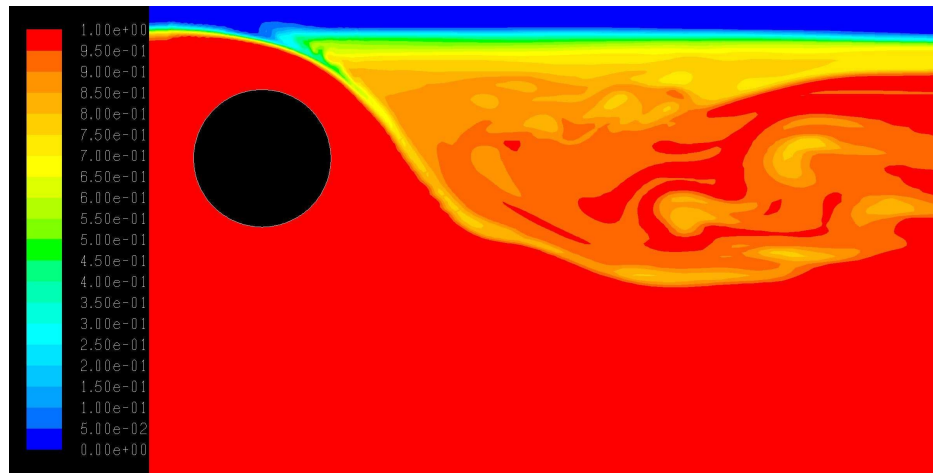


Figura 2.13: Flusso a valle del cilindro: frazione di volume di acqua;
 $h/D = 0.31$, $Fr_D = 0.60$, $Re = 6000$

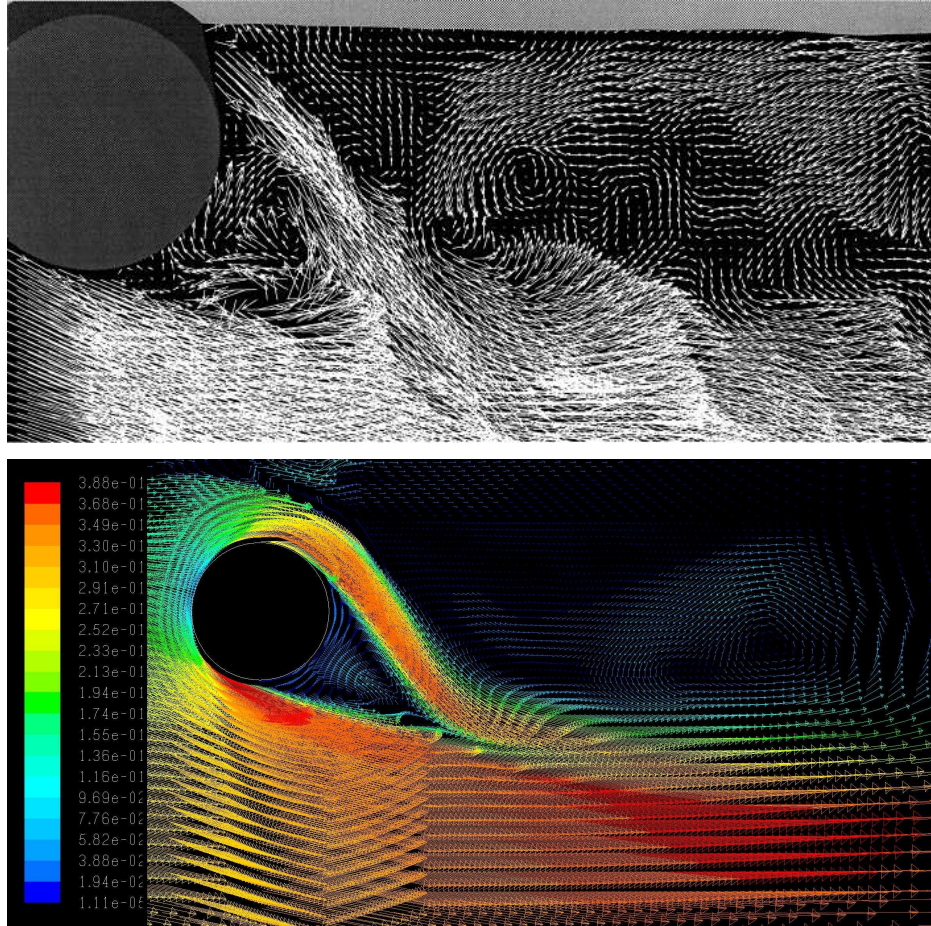


Figura 2.14: Flusso a valle del cilindro: vettori di velocità colorati in base al modulo della velocità, confronto con i risultati sperimentali (in alto) [38]

Capitolo 3

Analisi di carene standard

3.1 Note sulla realizzazione della griglia

La fase della realizzazione della griglia di calcolo per simulazioni RANS richiede gran parte del tempo complessivo di tutto il processo che porta ad una soluzione numerica; poiché da essa dipende fortemente la soluzione, sono richieste conoscenze specifiche e in genere molte ore di lavoro. Gli attuali solutori commerciali, quali ad esempio il FLUENT, sono in grado di accettare griglie sia strutturate che non strutturate, e composte da diversi tipi di elementi, quali esaedri, tetraedri, prismi, piramidi o poliedri. Il tempo richiesto per la generazione della griglia dipende dalla tipologia di griglia scelta. Grazie alla presenza in commercio di numerosi generatori di griglia automatici, le griglie non strutturate, tipicamente composte da strati di prismi sulle superfici solide e tetraedri nel resto del volume di calcolo, sono quelle che richiedono meno tempo per la creazione, pur fornendo solitamente buoni risultati, specie dal punto di vista qualitativo. Inoltre, la realizzazione della griglia per calcoli VOF richiede alcuni accorgimenti particolari, necessari per una corretta simulazione del campo di moto e per garantirne la convergenza. Anche se il flusso d'aria sulla carena ha scarso interesse nell'ingegneria navale, essendo trascurabile la resistenza aerodinamica rispetto a quella idrodinamica, bisogna modellare opportunamente anche il volume di aria. Innanzitutto

occorre infittire la griglia in prossimità della superficie libera, sia nella regione di acqua che in quella di aria, per poter cogliere la formazione ondosa sia al di sopra che al di sotto del piano di galleggiamento di progetto. Inoltre, il volume di aria deve essere sufficientemente grande da evitare un effetto di bloccaggio e conseguente accelerazione artificiale del flusso tra onde e confine superiore del campo di moto; ciò si manifesterebbe con una maggiore ampiezza d'onda, in particolare dell'onda di prua, introducendo ulteriori errori nella soluzione.

Volendo in questa tesi individuare metodologie di lavoro tali da condurre ad una soluzione numerica in tempi contenuti, sono state fatte varie prove con griglie non strutturate, ma i risultati non sono stati soddisfacenti. Un problema riscontrato consiste nell'individuazione della superficie libera; la generazione di una griglia costituita da prismi sulle superfici del modello e tetraedri nel volume, che tendono ad espandersi allontanandosi dal modello, comporta l'impossibilità dell'individuazione di una corretta superficie ondosa a causa della presenza di tetraedri di grandi dimensioni a cavallo di essa e quindi dall'assenza di un numero significativo di celle nella regione volumica interessata. Tale problema potrebbe essere risolto individuando una superficie quale piano di galleggiamento di progetto, da cui far partire la generazione dei tetraedri, e distribuendo questi uniformemente in tutto il volume, contenendo le loro dimensioni. Così facendo, il dettaglio con cui viene individuata la superficie libera è migliorato, ma non in modo sufficiente. Il problema risiede nella forma stessa dei tetraedri: dovendo essere pressoché equilateri per avere uno *skewness* basso, non sono adatti a cogliere le piccole variazioni in altezza della superficie libera, specie ad una certa distanza dalla carena, anche disponendo le loro basi sul piano di galleggiamento medio. Generare tetraedri particolarmente piccoli in tutta la regione in cui ci si aspetta l'evoluzione della superficie libera comporterebbe un numero eccessivo di celle e, di conseguenza, tempi di calcolo troppo lunghi. Un'alternativa potrebbe consistere nella generazione di strati di prismi anche nella regione interessata dalla superficie ondosa, a partire dal piano di galleggiamento; ciò però

porta ad una maggiore complessità della griglia, in particolare nelle regioni di congiunzione tra gli strati di prismi, che non sempre vengono realizzate correttamente, e ad una scarsa ottimizzazione del numero di celle. Queste considerazioni hanno quindi portato alla scelta di impiegare griglie strutturate, nonostante la loro maggiore complessità di realizzazione.

Un ulteriore problema riscontrato spesso in questo tipo di calcoli, specie in presenza di celle distribuite uniformemente in tutto il volume di calcolo, è l'oscillazione del coefficiente di resistenza, tale da rallentare notevolmente il raggiungimento della convergenza, o da non permetterlo affatto. Ciò è dovuto a fenomeni di riflessione delle onde ai confini non fisici del campo fluidodinamico, che comportano oscillazioni della resistenza di pressione. Un metodo per evitare questi fenomeni consiste nell'introdurre un dissipatore numerico ai confini laterali. In alternativa si può generare una sufficiente dissipazione numerica adottando forti fattori di espansione per le celle, andando così a creare grandi volumi di controllo, dissipativi, ai confini. L'impiego di griglie strutturate permette di ottenere facilmente infittimenti in direzione verticale in corrispondenza della superficie libera e contemporaneamente un diradamento delle celle in direzione orizzontale e, in generale, in prossimità dei confini esterni del volume di calcolo. In questo modo si viene dunque a creare una griglia sufficientemente fitta da cogliere il sistema ondosio e tale da minimizzare i fenomeni di riflessione senza bisogno dell'introduzione di uno smorzatore artificiale. Tale approccio è stato impiegato nella realizzazione di tutte le griglie per le simulazioni di questo lavoro.

Un parametro fondamentale da prendere in considerazione nella realizzazione della griglia è la dimensione delle celle adiacenti alla superficie del modello. I campi di moto turbolenti sono fortemente influenzati dalla presenza delle pareti, in quanto nella regione adiacente ad esse sono presenti forti gradienti delle variabili fluidodinamiche, principali sorgenti di vorticità e turbolenza. Particolare importanza ha dunque la modellazione nel campo di moto in questa regione.

Volendo simulare campi tridimensionali attorno a forme di carena di dimen-

sioni di alcuni metri e contenere gli oneri computazionali, si è ricorso all'impiego delle funzioni di parete; esse sono formule semiempiriche che vanno a sostituire la risoluzione della regione in cui i fenomeni viscosi sono dominanti, e consentono quindi di evitare di rifinire particolarmente la griglia nelle regioni adiacenti al corpo. Tra l'altro, i modelli di turbolenza specifici per campi fluidodinamici ad alto numero di Reynolds, quali ad esempio i modelli $k - \epsilon$, andrebbero modificati per simulare correttamente tali regioni. L'impiego delle funzioni di parete consente dunque di superare questo problema e di avere griglie computazionalmente meno onerose e caratterizzate da un'altezza della prima cella adiacente alle superfici solide significativamente maggiore che nel caso in cui venga risolto lo strato limite. Occorre comunque stabilire se la prima cella sulla parete sia sufficientemente bassa da garantire una soluzione valida. Il parametro comunemente usato è la variabile y^+ , definita come:

$$y^+ = \frac{\rho u_T y}{\mu} \quad (3.1)$$

in cui u_T è la *friction velocity*:

$$u_T = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.2)$$

dove τ_w sono gli sforzi tangenziali alla parete, mentre y indica la distanza del centro della cella di interesse da questa. Dalla 3.1 appare la dipendenza della y^+ dalla soluzione stessa, quindi essa non potrà essere determinata a priori, ma solo verificata successivamente. In assenza di funzioni di parete, occorre avere $y^+ \approx 1$ per una corretta simulazione; facendo uso di queste, invece, la y^+ può assumere un valore maggiore. In [15] si consiglia di avere $30 < y^+ < 300$, possibilmente più vicina al limite inferiore; nei calcoli per forme tridimensionali qui effettuati, si è notato che, riducendo gradualmente l'altezza del primo strato di celle sulla parete, il coefficiente di resistenza totale non varia significativamente una volta che il valore della y^+ risulta essere intorno a 50 o poco superiore. Le griglie per le carene in oggetto sono state quindi realizzate rispettando questo criterio. Per la creazione delle griglie di calcolo ci si è serviti del software ANSYS® ICEMCFD®, che si è

dimostrato essere molto versatile nella generazione di griglie strutturate e nella loro eventuale modifica.

3.2 Carena Wigley

3.2.1 Analisi RANS

Pur essendo una carena particolarmente semplice e non realmente utilizzata nella realizzazione di imbarcazioni, la Wigley costituisce un valido *test case* per la convalida del modello numerico considerato in questo lavoro, vista la quantità di dati sperimentali e numerici presenti in letteratura. Il modello qui considerato ha ordinate e linee d'acqua paraboliche e lunghezza $L=4m$, mentre le condizioni di prova sono di $Fr = 0.267$, corrispondente ad una velocità $V = 1.67m/s$, e $Re = 6.66 \cdot 10^6$. Per l'analisi RANS sono state realizzate 4 griglie di tipo ad H, strutturate multiblocco (figura 3.1); la griglia coarse è costituita da 57'266 celle, le due griglie medie sono costituite rispettivamente da 372'960 e 618'544 celle, mentre la griglia fine è formata da circa 1 milione di celle. Il dominio di calcolo, a forma di parallelepipedo, si estende per 2L a valle del modello, 1L a monte, 1L verso il basso, 0.5L verso l'alto e 2L lateralmente. Le condizioni al contorno imposte sono di ingresso e uscita in pressione nell'ipotesi di flusso in canale aperto, e di parete con *slip flow* per le superfici laterali, inferiore e superiore del volume di calcolo. Vista la simmetria del problema, solo una metà del campo di moto è modellato. Nella realizzazione delle griglie, le celle sono state infittite nelle regioni prodiera e poppiera della carena, ed in corrispondenza del piano di galleggiamento di progetto, per meglio cogliere i gradienti delle grandezze fluidodinamiche e la deformazione della superficie libera. Inoltre, per tutte le griglie è stata imposta l'altezza delle celle immediatamente adiacenti ai fianchi della carena pari a $0.0005L$; ciò ha permesso di mantenere il valore della y^+ al di sotto di 100, valore che si avvicina a tale soglia solo in regioni molto limitate della prua. Il modello di turbolenza adottato è il $k - \omega SST$ con funzioni di parete standard, largamente usato in ambito aeronautico, supponendo un'intensità

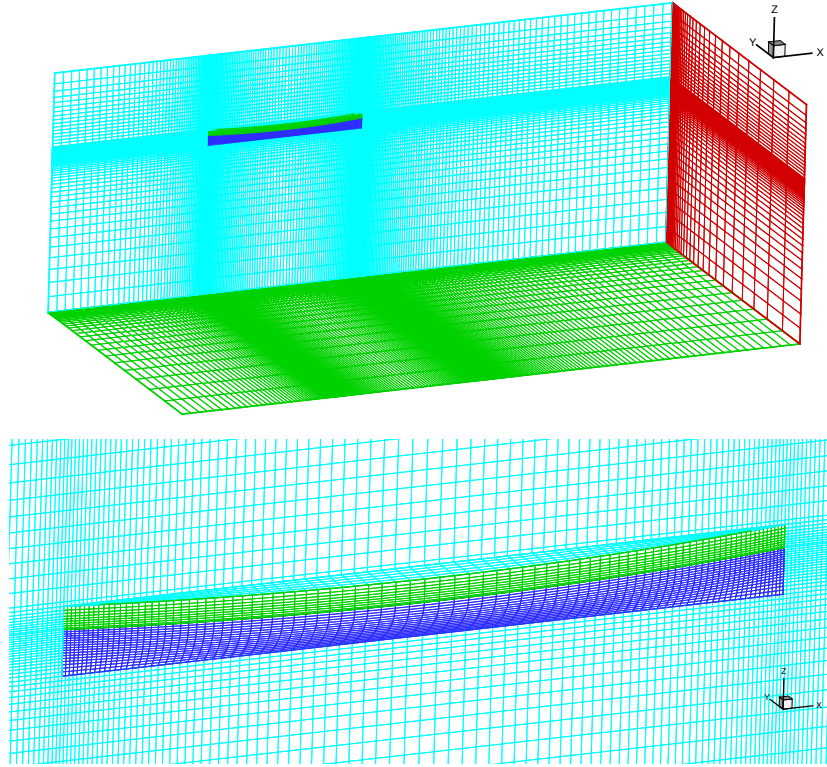


Figura 3.1: Carena Wigley: griglia di calcolo (griglia media 2)

della turbolenza iniziale pari all'1% e una lunghezza caratteristica della turbolenza pari a $0.07L$.

La figura 3.2 mostra il profilo d'onda sullo scafo ottenuto con le quattro griglie, confrontato con i dati sperimentali recuperati in letteratura e ottenuti dall'Università di Tokyo. Si può notare che, a parte la griglia coarse, particolarmente povera di celle, tutte le griglie forniscono un risultato molto simile tra loro e in ottimo accordo con i dati sperimentali. Il confronto tra le complete formazioni ondose ottenute con le quattro griglie è mostrato nella figura 3.3; tutte le griglie permettono di cogliere le caratteristiche principali della superficie libera, quali numero di onde, lunghezza e loro angolo di inclinazione, eccetto la griglia coarse, la quale non fornisce una corretta descrizione della superficie. In particolare, la griglia coarse non consente di individuare le onde meno accentuate che vanno a formarsi dalla mezzeria del-

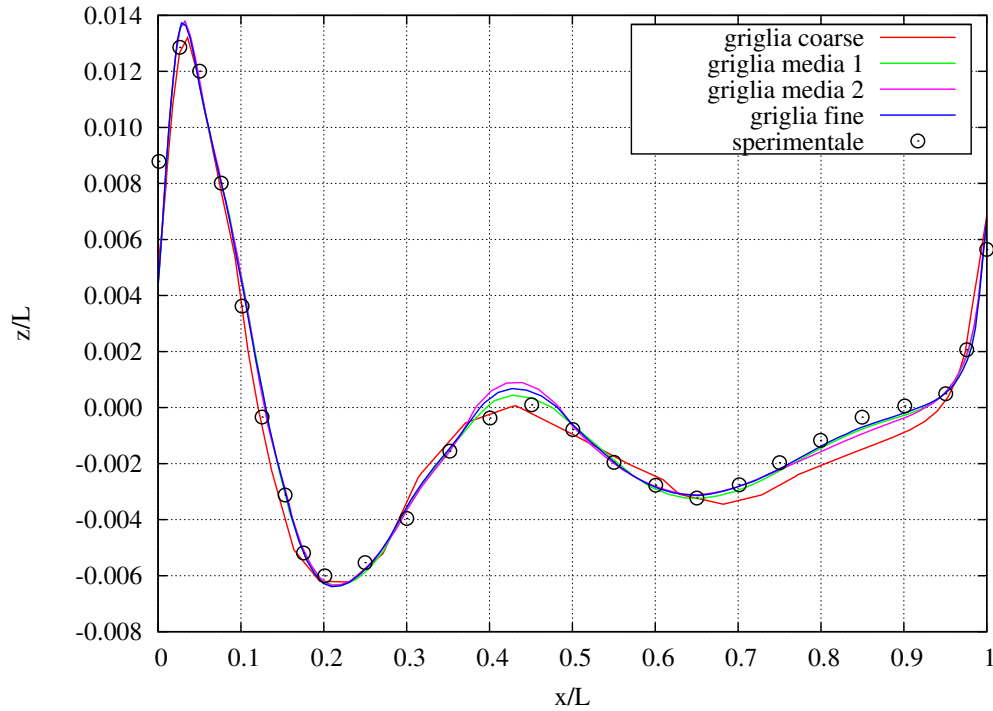


Figura 3.2: Carena Wigley: profilo d'onda sullo scafo; $Fr = 0.267$, $Re = 6.66 \cdot 10^6$

la carena e nella regione poppiera; ciò è dovuto essenzialmente alla carena di celle in prossimità del piano di galleggiamento. Come per il profilo d'onda sullo scafo, la prima griglia media consente una descrizione sufficientemente accurata della formazione ondosa, pur essendo complessivamente dotata di un numero ridotto di celle, ma evidentemente sufficientemente numerose nella regione in cui va a deformarsi la superficie libera.

3.2.2 Calcolo della resistenza

La tabella 3.1 mostra il valore del coefficiente di resistenza totale ottenuto con le quattro griglie realizzate per la carena Wigley, confrontato con il valore sperimentale ottenuto dallo SRI (*Ship Research Institute*, Giappone), recuperato dalla letteratura. Come si può notare, tutte le griglie forniscono una differenza dal valore sperimentale decisamente contenuta. Tralasciando

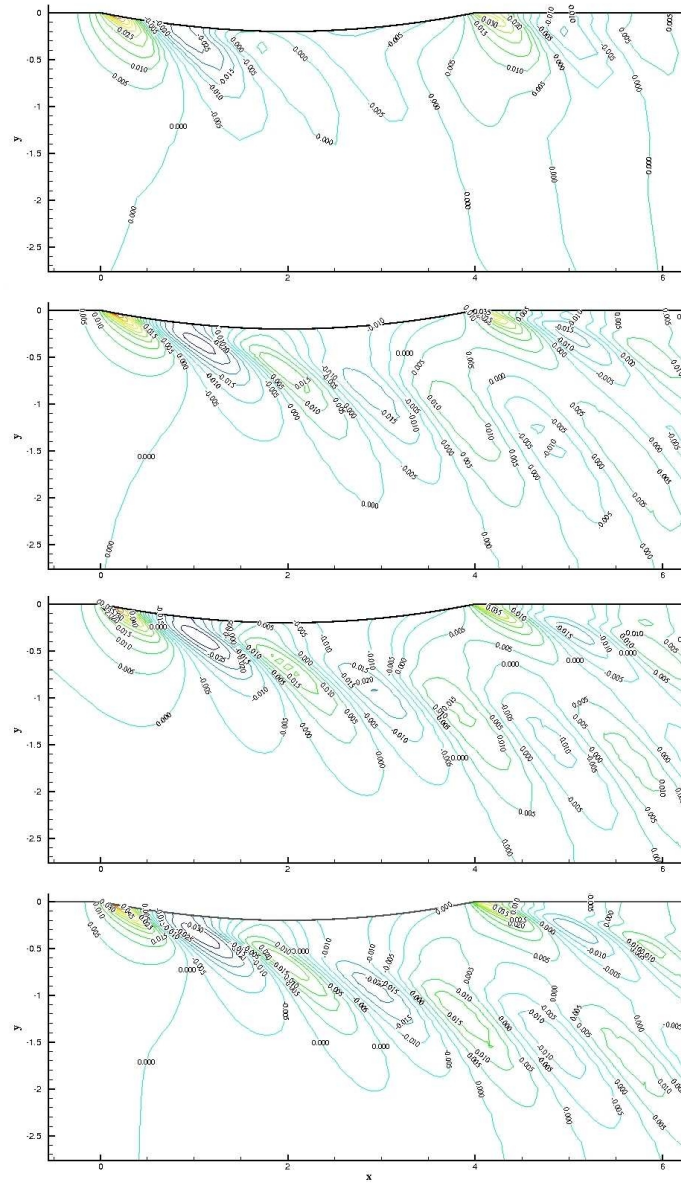


Figura 3.3: Carena Wigley: formazione ondosa, isocurve; $Fr = 0.267$, $Re = 6.66 \cdot 10^6$. Dall'alto verso il basso: griglia coarse, media 1, media 2, fine

il risultato ottenuto con la griglia coarse, meno affidabile dato il suo numero estremamente ridotto di celle, tutte le griglie forniscono una leggera sovrastima del C_T , che va a ridursi all'aumentare del numero di celle, fino a scendere

griglia	celle	C_T	$(C_T^{CFD} - C_T^{exp})/C_T^{exp}$	tempo CPU [h]
coarse	57'266	$4.06 \cdot 10^{-3}$	-2.40%	2.5 (1 core)
media 1	372'960	$4.25 \cdot 10^{-3}$	+2.16%	18 (1 core)
media 2	618'544	$4.22 \cdot 10^{-3}$	+1.44%	30 (1 core)
fine	1'003'900	$4.20 \cdot 10^{-3}$	+0.96%	40 (2 cores)
sperimentale	-	$4.16 \cdot 10^{-3}$	-	-

Tabella 3.1: Carena Wigley: coefficiente di resistenza totale

al di sotto dell'1% per la griglia fine. Andamento simile è stato ottenuto precedentemente in [5], ma con altro codice. Di notevole importanza è il risultato ottenuto con la prima griglia media, la quale, nonostante essere dotata di meno di 400'000 celle, ha fornito uno scostamento del valore del C_T dal dato sperimentale di poco superiore al 2%, contenendo il tempo di elaborazione nelle 18 ore su un solo core di calcolo.

3.2.3 Confronto con il modello di turbolenza *Realizable*

$$k - \epsilon$$

In questo paragrafo sono stati messi a confronto i risultati ottenuti con il modello di turbolenza *SST* $k - \omega$ precedentemente adottato ed il modello *Realizable* $k - \epsilon$. Le figure 3.4 e 3.5 non mostrano significative differenze di superficie libera; ciò può essere dovuto al fatto che nessuno dei due modelli utilizzati ha caratteristiche specifiche per la previsione della turbolenza su di essa, ma soprattutto all'assenza di fenomeni quali *breaking waves* che potrebbero metterne in luce un diverso comportamento. Al contrario di quanto avviene per la superficie libera, dal calcolo del C_T (tabella 3.2) risultano differenze sostanziali; appare infatti una tendenza del modello *Realizable* $k - \epsilon$ a sottostimare il valore sperimentale, mentre il modello *SST* $k - \omega$ lo sovrastima avvicinandosi maggiormente. Le differenze rimangono comunque al di sotto del 2% per entrambi i modelli di turbolenza.

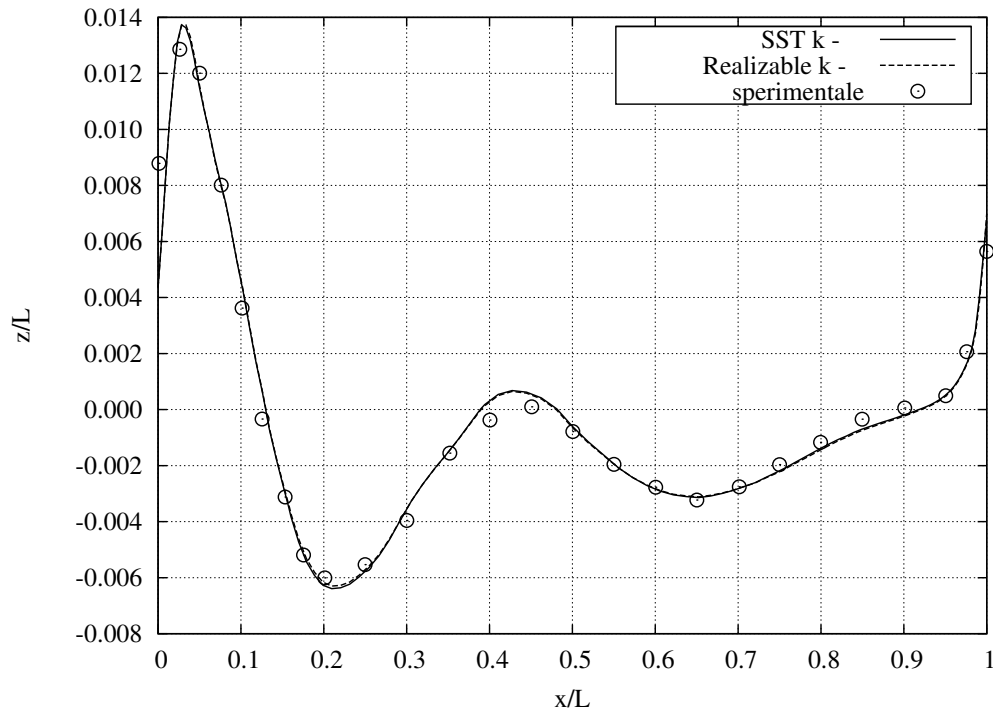


Figura 3.4: Carena Wigley: profilo d'onda sullo scafo, confronto tra i modelli di turbolenza *Realizable k* - ϵ e *SST k* - ω ; $Fr = 0.267$, $Re = 6.66 \cdot 10^6$, griglia fine

3.2.4 Miglioramento della convergenza

In tutti i risultati ottenuti finora, è stato impiegato il solutore multigrid algebrico (AMG) predefinito nel FLUENT allo scopo di ridurre i tempi di calcolo facilitandone la convergenza. I casi oggetto di questo studio vedono la presenza di due fluidi (aria ed acqua) aventi forte differenza di densità, essendo infatti $\rho_w/\rho_a \approx 800$; ciò comporta una notevole instabilità numerica della soluzione ed una conseguente difficoltà e lentezza nel raggiungere la convergenza. Per ridurre la tendenza all'instabilità della soluzione ed ottenere un errore residuale sufficientemente basso si è intervenuto regolando opportunamente i coefficienti di sottorilassamento. La riduzione di tali coefficienti comporta un significativo aumento dei tempi di calcolo, ma vengono anche ridotti i comportamenti oscillatori della soluzione, che allungherebbero i tem-

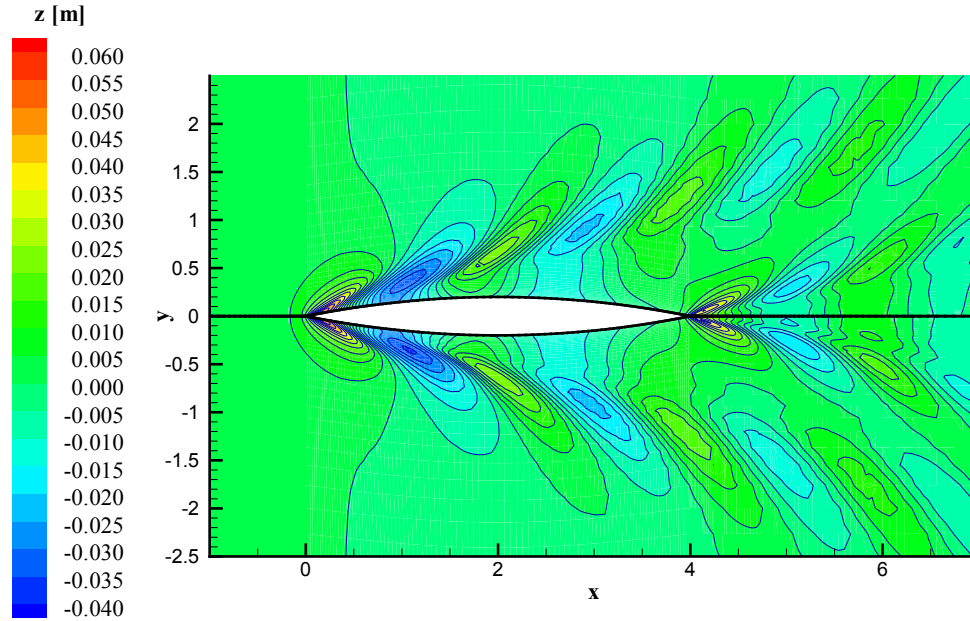


Figura 3.5: Carena Wigley: formazione ondosa, confronto tra i modelli di turbolenza *Realizable* $k - \epsilon$ (in alto) e *SST* $k - \omega$ (in basso); $Fr = 0.267$, $Re = 6.66 \cdot 10^6$

pi di convergenza fino a comprometterne il raggiungimento in taluni casi. Un metodo per migliorare la stabilità del calcolo e accelerarne la convergenza consiste nella riduzione del rapporto tra le densità tra i due fluidi presenti. Tale approccio è già stato impiegato in [35], nel caso dello studio del flusso a valle di un cilindro posto poco al di sotto della superficie libera, effettuando simulazioni instazionarie bidimensionali. In [35] i rapporti tra densità e viscosità dell'aria e dell'acqua sono stati eguagliati a 100 ($\rho_w/\rho_a = \mu_w/\mu_a = 100$), mostrando un influenza sui risultati poco significativa. Si è quindi deciso di ripetere lo stesso calcolo per la carena Wigley precedentemente eseguito su griglia fine, impiegando i rapporti suddetti, modificando però le sole caratteristiche dell'aria (in quanto il campo fluidodinamico dell'aria è di minore rilevanza), allo scopo di valutarne l'impatto sui risultati per un caso tridimensionale di diretto interesse per l'ingegneria navale.

griglia	modello di turbolenza	C_T	$(C_T^{CFD} - C_T^{exp})/C_T^{exp}$
media 2	<i>Realizable $k - \epsilon$</i>	$4.08 \cdot 10^{-3}$	-1.92%
media 2	<i>$k - \omega$ SST</i>	$4.22 \cdot 10^{-3}$	+1.44%
fine	<i>Realizable $k - \epsilon$</i>	$4.08 \cdot 10^{-3}$	-1.92%
fine	<i>$k - \omega$ SST</i>	$4.20 \cdot 10^{-3}$	+0.96%
sperimentale	-	$4.16 \cdot 10^{-3}$	-

Tabella 3.2: Carena Wigley: C_T , confronto tra i modelli di turbolenza *Realizable $k - \epsilon$* e *$k - \omega$ SST*

Dalla figura 3.6 si può vedere come la soluzione numerica risenta positivamente di questa modifica delle caratteristiche dell'aria; l'andamento dei residui appare molto più regolare e si raggiungono in generale valori più bassi. A risentire maggiormente di quest'effetto sono l'equazione di conservazione della massa e le equazioni di bilancio delle grandezze turbolente. Per quanto riguarda l'andamento del coefficiente di resistenza totale (figura 3.7) appare un comportamento molto simile a quello della soluzione classica; sono ancora presenti le oscillazioni del suo valore, anche se mostrano uno smorzamento leggermente maggiore. Il valore ottenuto è di poco superiore al caso classico, ma di un incremento trascurabile. Bisogna tener presente che nel calcolo del C_T è stata inclusa la superficie pontata del modello, quindi la resistenza dovuta all'aria su di essa; per evitare ques'ulteriore fonte di errore si può dunque intervenire escludendo la superficie dal calcolo oppure correggendo il valore del coefficiente di resistenza ottenuto su di essa tenendo conto della reale densità dell'aria. Dalle figure 3.8 e 3.9 evince un'influenza sulla deformazione della superficie libera sostanzialmente trascurabile, in quanto sia le variazioni del profilo d'onda sullo scafo che della formazione ondosa complessiva rispetto alla soluzione classica sono minime; in particolare vengono mantenute le stesse creste e gli stessi cavi d'onda della soluzione classica. In sintesi si può concludere dicendo che la riduzione del rapporto tra le densità dei due fluidi ha un effetto benefico sulla stabilità e convergenza del calco-

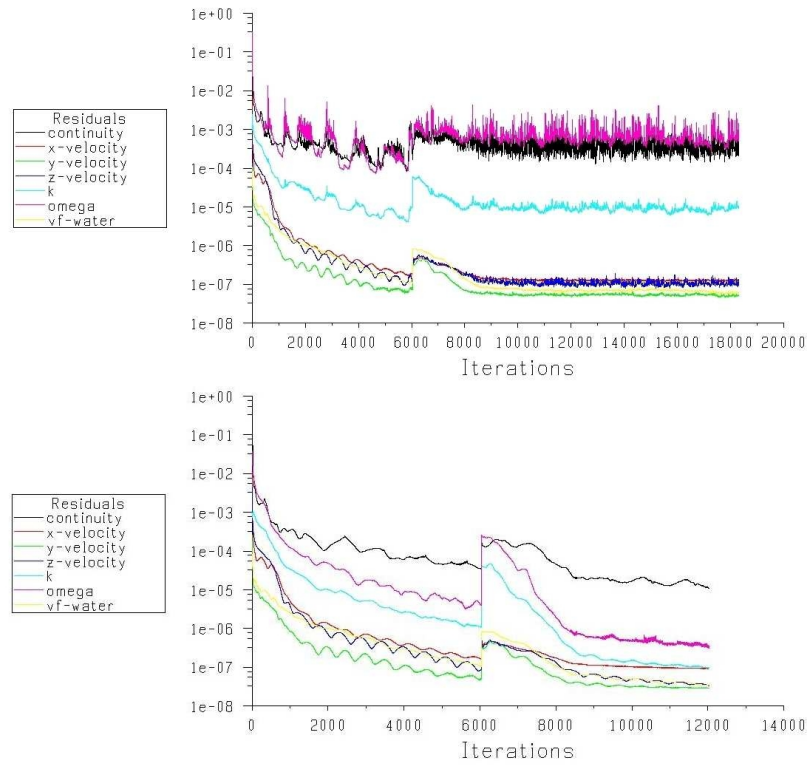


Figura 3.6: Carena Wigley: confronto tra l'andamento dei residui ottenuti con le caratteristiche reali dell'aria (in alto) e con $\rho_w/\rho_a = \mu_w/\mu_a = 100$ (in basso); $Fr = 0.267$, $Re = 6.66 \cdot 10^6$, griglia fine

lo, senza influenzare significativamente la soluzione, in particolare a riguardo della deformazione della superficie libera e del coefficiente di resistenza totale.

3.2.5 Analisi a potenziale

L'esecuzione di un calcolo a potenziale con un metodo a pannelli in grado di simulare la presenza della superficie libera prevede la discretizzazione sia della superficie solida della carena, sia della superficie libera stessa. Vista la geometria particolarmente semplice e la sua tipologia, si è deciso di utilizzare la modalità definita *standard case* [14] del codice SHIPFLOW, che prevede l'uso di numerosi parametri predefiniti, considerati ottimali per il

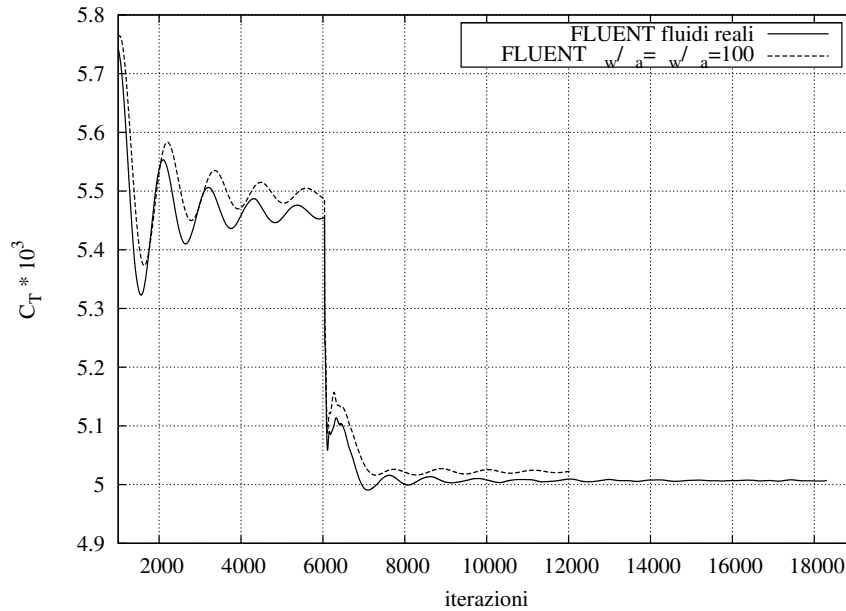


Figura 3.7: Carena Wigley: confronto tra l'andamento del C_T ottenuto con le caratteristiche reali dell'aria e con $\rho_w/\rho_a = \mu_w/\mu_a = 100$; $Fr = 0.267$, $Re = 6.66 \cdot 10^6$, griglia fine

tipo di carena in esame. Sono stati dunque assegnati per un calcolo preliminare 49 pannelli in lunghezza e 10 in altezza sulla carena, al di sotto del galleggiamento di progetto, e 114x15 pannelli sulla superficie libera; inoltre, sono state assegnate 2 righe di pannelli al di sopra del galleggiamento di progetto. La superficie libera assegnata si estende per 0.5L a prua, 1L a poppa e 0.7L lateralmente. La carena è stata considerata libera di variare l'assetto (immersione e angolo di assetto longitudinale), mentre si è scelto di effettuare un'analisi con condizioni al contorno non lineari sulla superficie libera. Il controllo dell'indipendenza della soluzione dalla pannellazione è stato fatto in base al valore del coefficiente di resistenza d'onda: a partire dalla discretizzazione descritta, è stato dapprima aumentato solo il numero di pannelli sullo scafo, e successivamente aumentato il numero di pannelli sulla superficie libera. Si è dunque giunti ad una soluzione indipendente dalla discretizzazione impiegando 59x16 pannelli sulla carena e 172x24 sulla superficie libera; la figura 3.10 sintetizza il processo adottato, mostrando la

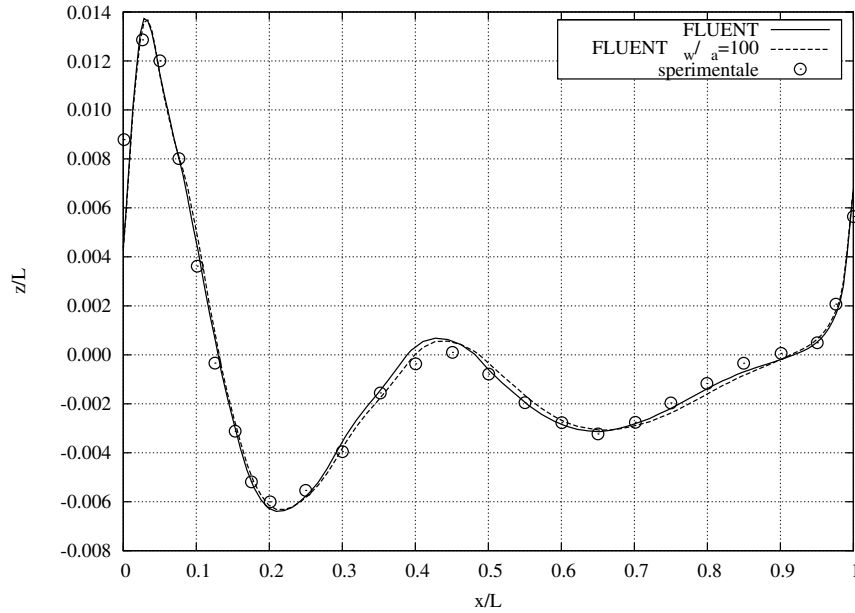


Figura 3.8: Carena Wigley: profilo d'onda sullo scafo, $Fr = 0.267$, $Re = 6.66 \cdot 10^6$, griglia fine, $\rho_w/\rho_a = \mu_w/\mu_a = 100$

variazione del C_w al variare del numero di pannelli totali impiegato, per 3 discretizzazioni della superficie libera. Un'indicazione sul numero di pannelli necessari per definire sufficientemente la superficie libera può essere ottenuto considerando che occorrono circa $25 \div 30$ pannelli per lunghezza d'onda e stimando quest'ultima mediante la relazione:

$$\lambda = \frac{1}{2\pi Fr^2} \quad (3.3)$$

La discretizzazione adottata per la superficie libera è mostrata in figura 3.11, da cui si può notare che questa è sostanzialmente uniforme; generalmente sarebbe opportuno addensare i pannelli nelle regioni in cui si prevede un maggiore gradiente delle grandezze fluidodinamiche, ma mentre ciò è stato fatto nella discretizzazione dello scafo, rifinando le regioni prodiera e poppiera, ciò è stato evitato nel caso della superficie libera (o applicato in minima parte), in quanto in varie prove preliminari ha generato singolarità del sistema lineare. Pannellazioni uniformi della superficie libera sono state largamente impiegate in [18].

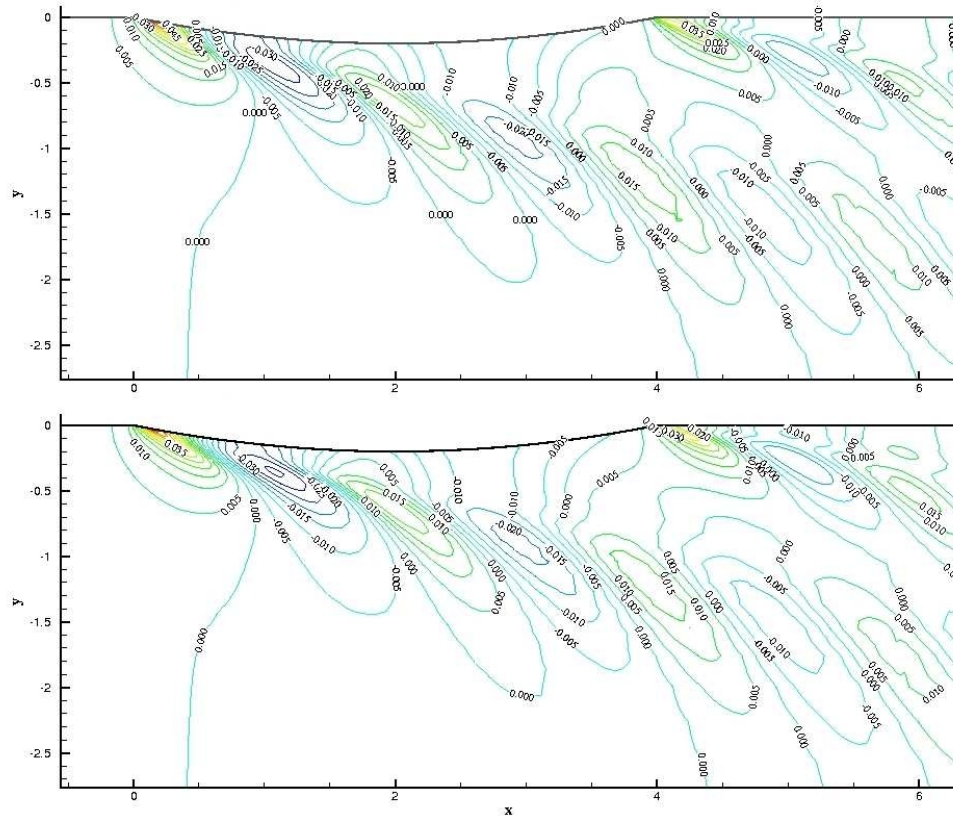


Figura 3.9: Carena Wigley: confronto tra la formazione ondosa ottenuta con le caratteristiche reali dei fluidi (in alto) e con $\rho_w/\rho_a = \mu_w/\mu_a = 100$ (in basso), isocurve; $Fr = 0.267$, $Re = 6.66 \cdot 10^6$

La figura 3.12 mostra il profilo d'onda sullo scafo ottenuto dall'analisi a potenziale confrontato con la soluzione RANS precedentemente ottenuta e con i dati sperimentali. Come si può notare, pur assumendo il profilo un andamento simile, appaiono sottostimate le onde di prua e di poppa, mentre i due cavi d'onda presenti mantengono la stessa intensità. E' inoltre presente un leggero ritardo di fase rispetto alla soluzione RANS e ai dati sperimentali. Osservazioni analoghe si possono fare dall'esame della figura 3.13, in cui è possibile ancora notare la minore altezza delle creste d'onda e la leggera traslazione della formazione ondosa verso valle, rispetto alla soluzione RANS.

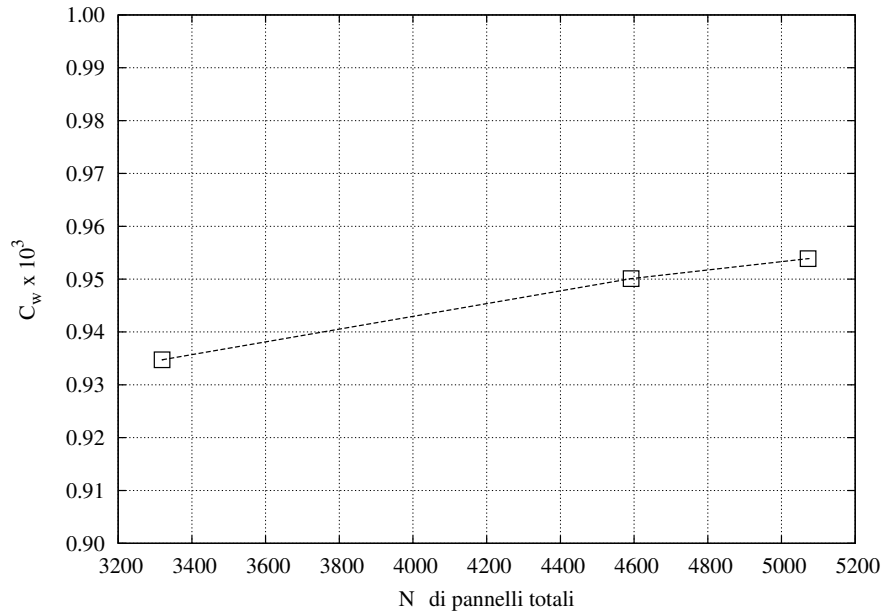


Figura 3.10: Carena Wigley: SHIPFLOW, convergenza del C_w al variare del numero di pannelli totali; $Fr = 0.267$

La struttura ondosa complessiva risulta comunque molto simile nei due casi.

3.3 Serie 60

Mentre la carena Wigley non ha reali applicazioni pratiche, le carene della serie 60 sono largamente usate per la realizzazione di geometrie navali per variazione sistematica. La carena considerata per le nostre analisi ha $C_B = 0.60$, oggetto di numerosi studi numerici e sperimentali; in particolare sono disponibili sul web¹ parte dei risultati ottenuti dall'IIHR (Iowa Institute of Hydraulic Research) [39, 25]. Le prove sperimentali condotte all'IIHR sono state eseguite in una vasca lunga $100m$ e larga $3m$, su di un modello lungo $L = 3.048m$, per $Fr = 0.16$ e $Fr = 0.316$. Le misurazioni di resistenza al moto sono state eseguite con modello libero di cambiare assetto, mentre il rilievo della superficie libera, per mezzo di numerosi tagli longitudinali, e del

¹<http://iihr.uiowa.edu>

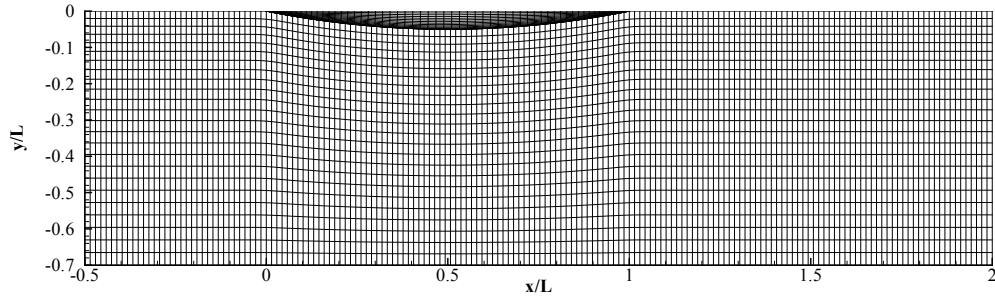


Figura 3.11: Carena Wigley: SHIPFLOW, pannellazione della superficie libera; $Fr = 0.267$

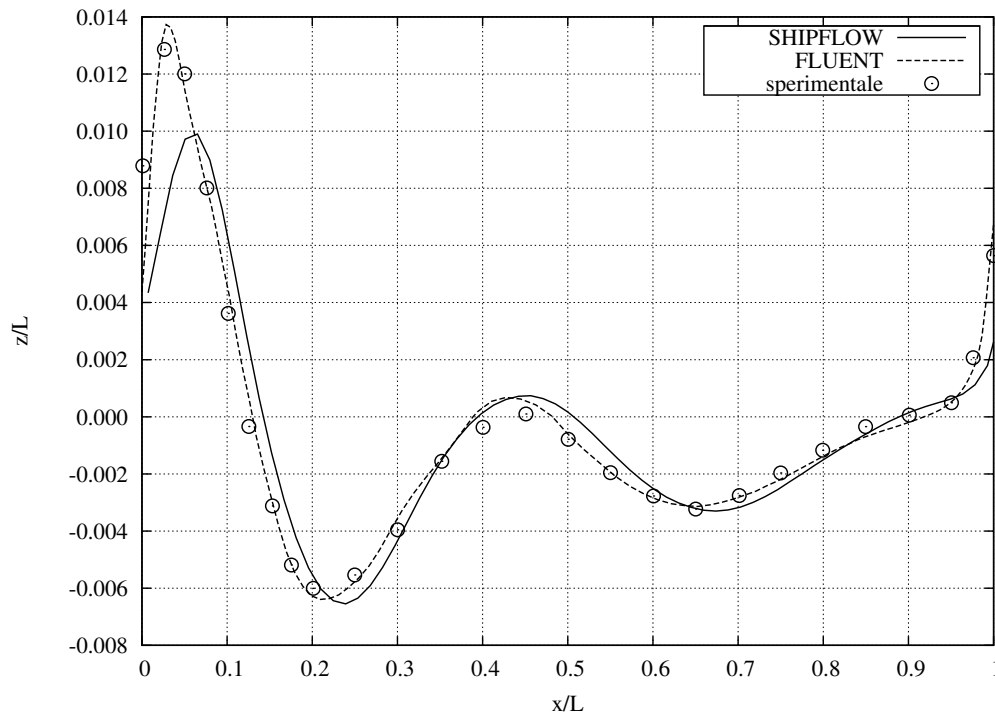


Figura 3.12: Carena Wigley: profilo d'onda sullo scafo, confronto tra la soluzione RANS (FLUENT) e la soluzione a potenziale (SHIPFLOW); $Fr = 0.267$

profilo d'onda sullo scafo, è stato ottenuto con modello fisso all'immersione di progetto. La turbolenza è stimolata con la presenza di una striscia di gene-

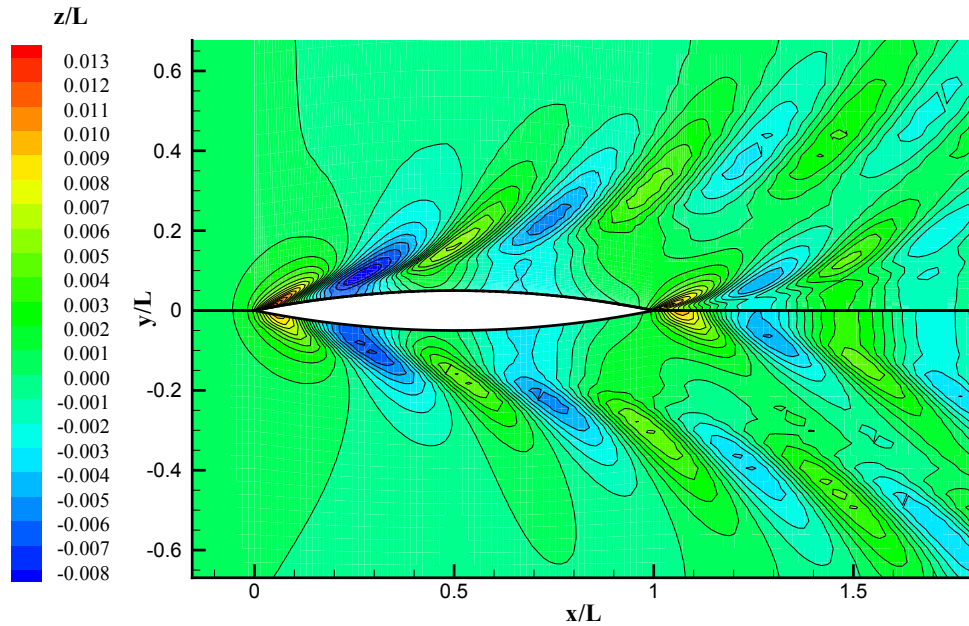


Figura 3.13: Carena Wigley: formazione ondosa, confronto tra la soluzione RANS (FLUENT, in alto) e la soluzione a potenziale (SHIPFLOW, in basso), isocurve; $Fr = 0.267$

ratori di turbolenza cilindrici posta in prossimità del profilo di prua. Inoltre, sul modello è presente il mozzo dell'elica, pur essendo privo del propulsore.

3.3.1 Analisi RANS

Le analisi RANS proposte in questo lavoro sono state eseguite a $Fr = 0.316$ su di un modello della stessa lunghezza di quello usato nelle prove precedentemente citate (privo di ogni appendice), per un diretto confronto con esse. Ad esso corrispondono $Re = 5.24 \cdot 10^6$ e $V = 1.728 m/s$. Il volume di calcolo considerato si estende $1L$ a prua, $2L$ a poppa, $2L$ di lato, e $1L$ sia verso l'alto che verso il basso. Le condizioni al contorno e gli schemi di risoluzione assunti sono gli stessi del caso della carena Wigley (si veda il paragrafo 3.2.1); il modello di turbolenza usato è il $k - \omega SST$. Sono state dunque realizzate 3

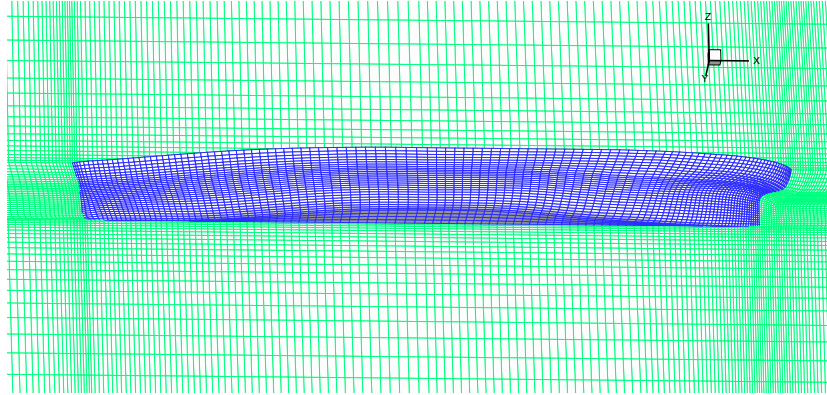


Figura 3.14: Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: griglia di calcolo sulla carena

griglie, ancora strutturate multiblocco, costituite da 331'652 (griglia coarse), 692'984 (griglia media) e 1'274'742 (griglia fine) celle esaedriche (figura 3.14).

Da quanto si può notare in figura 3.15, il profilo d'onda sullo scafo calcolato con griglia fine è in buon accordo con quello sperimentale. Inoltre il risultato non peggiora significativamente facendo riferimento alle due griglie meno definite; ciò è confermato anche dal confronto tra le curve di livello (figura 3.16), da cui non appaiono grandi differenze tra griglia fine e griglia media, specie in prossimità dello scafo. La perdita di dettaglio della formazione ondosa che si riscontra a valle per le griglie coarse e media è dovuta al numero non sufficiente di celle in prossimità della superficie libera a cogliere le onde meno accentuate. La figura 3.17 mostra il confronto tra la formazione ondosa ottenuta su griglia fine e i dati sperimentali; si può notare ancora un buon accordo, in particolare la sequenza delle onde è prevista correttamente, senza la presenza di sfasamenti.

3.3.2 Calcolo della resistenza

Come già detto precedentemente, i dati sperimentali di resistenza al moto sono stati acquisiti con la carena libera di variare l'assetto, ovvero l'angolo di assetto longitudinale e l'immersione, i quali non sono noti a priori. Le simulazioni finora proposte sono state condotte con il modello fisso all'as-

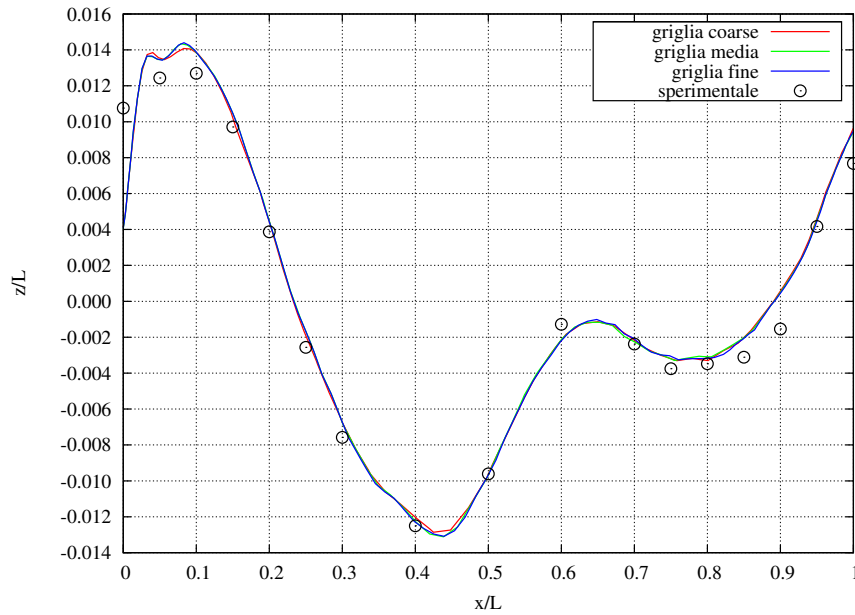


Figura 3.15: Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: profilo d'onda sullo scafo, $Fr = 0.316$, $Re = 5.24 \cdot 10^6$

setto di progetto, ed hanno fornito i valori del coefficiente di resistenza totale mostrati nella tabella 3.3, messi a confronto con i risultati sperimentali. Risulta dunque una sottostima del C_T di circa l'8.5% su griglia fine, e differen-

griglia	celle	assetto	C_T	ΔC_T	tempo CPU [h]
coarse	331'652	di progetto	$5.41 \cdot 10^{-3}$	-9.23%	18 (1 core)
media	692'984	di progetto	$5.43 \cdot 10^{-3}$	-8.89%	30 (1 core)
fine	1'274'742	di progetto	$5.45 \cdot 10^{-3}$	-8.56%	57 (1 core)
sperim.		libero	$5.96 \cdot 10^{-3}$	-	

Tabella 3.3: Carena Serie 60, $C_B = 0.60$: C_T , assetto di progetto ($\Delta C_T = (C_T^{CFD} - C_T^{exp})/C_T^{exp}$)

ze poco maggiori sulle altre griglie. Sono state allora ripetute le simulazioni imponendo alla carena l'angolo di assetto longitudinale e la variazione di immersione rilevati sperimentalmente, che sono rispettivamente di -0.1° (carena

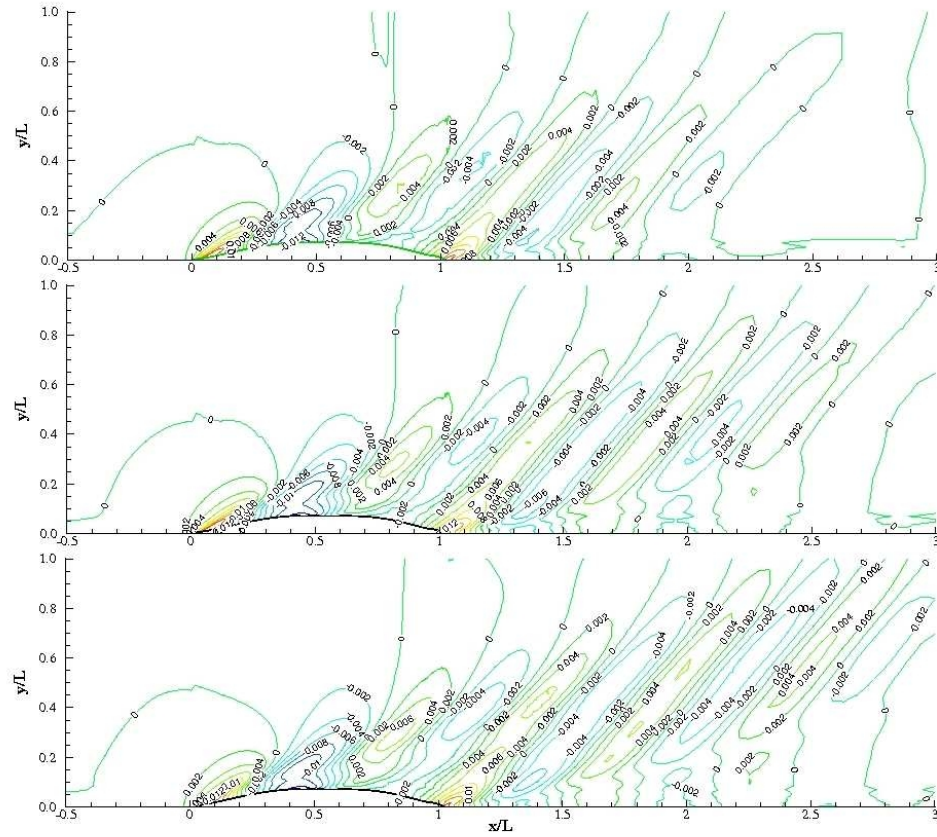


Figura 3.16: Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: formazione ondosa, isocurve, $Fr = 0.316$, $Re = 5.24 \cdot 10^6$. Dall'alto verso il basso: griglia coarse, media, fine

appruata) e 1.19cm (carena maggiormente immersa). Dalla tabella 3.4 si può notare un notevole miglioramento del calcolo del C_T , che ora va a cogliere decisamente meglio il valore sperimentale. Appare dunque significativa ai fini del calcolo la correzione dell'assetto, anche se le variazioni esibite, per quanto minime, possano sembrare trascurabili. Ancora, dalle tabelle 3.3 e 3.4 appare comunque contenuto lo scostamento del valore del C_T calcolato sulle griglie media e coarse da quello calcolato su griglia fine e dal dato sperimentale, facendo dunque ritenere di poter effettuare calcoli di resistenza su griglie meno rifinite senza grande perdita di accuratezza, riducendo così i tempi di

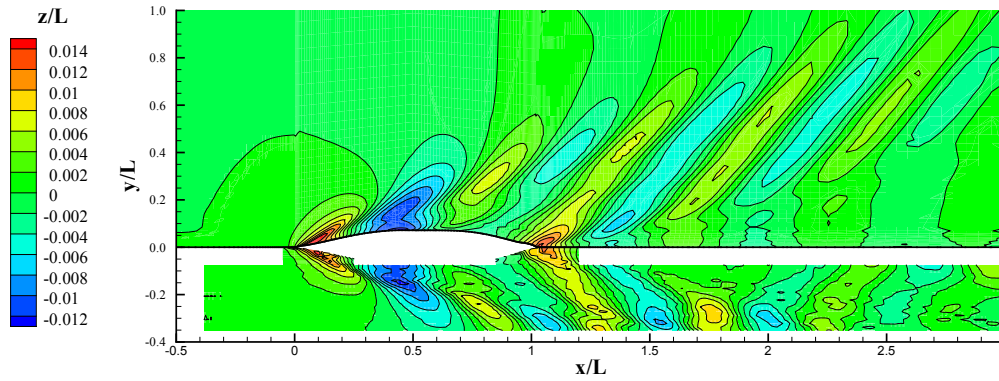


Figura 3.17: Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: formazione ondosa, confronto con i dati sperimentali, griglia fine; in alto: FLUENT, in basso: sperimentale; $Fr = 0.316$, $Re = 5.24 \cdot 10^6$

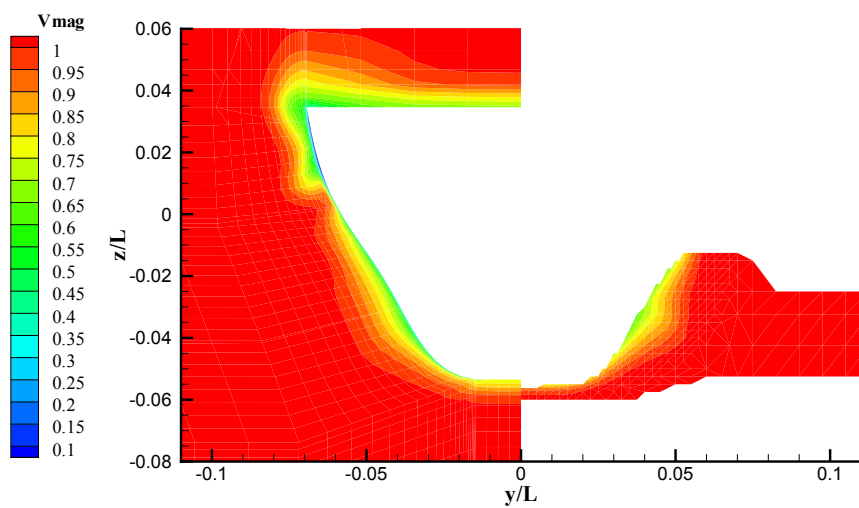
griglia	assetto	C_T	$(C_T^{CFD} - C_T^{exp})/C_T^{exp}$
coarse	corretto	$5.81 \cdot 10^{-3}$	-2.52%
media	corretto	$5.94 \cdot 10^{-3}$	-0.34%
fine	corretto	$5.96 \cdot 10^{-3}$	-0.00%
sperimentale	libero	$5.96 \cdot 10^{-3}$	-

Tabella 3.4: Carena Serie 60, $C_B = 0.60$: C_T , correzione dell'assetto

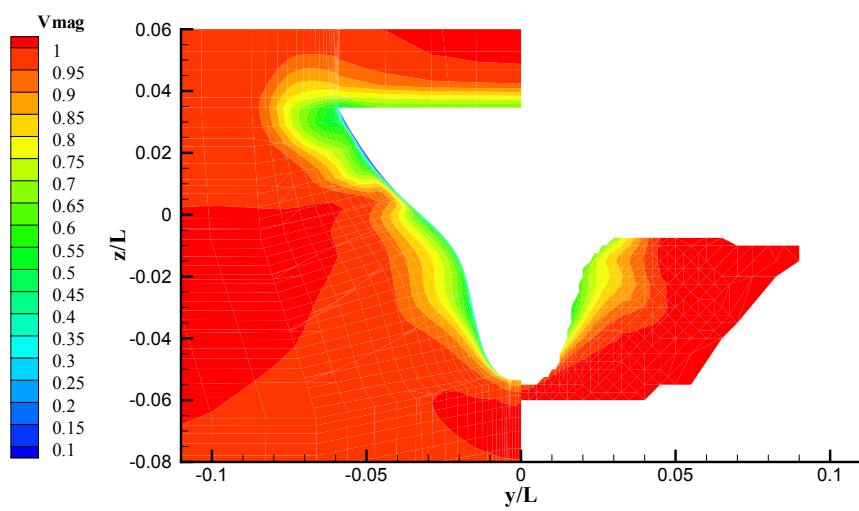
calcolo, specie nelle fasi di avanprogetto o in un'ottica di ottimizzazione della geometria.

3.3.3 Effetto delle pareti della vasca

Tutte le griglie finora impiegate sono state realizzate in modo tale da evitare effetti di bloccaggio, disponendo le pareti laterali, superiore e inferiore a sufficiente distanza dal corpo. Questo è ciò che si vorrebbe anche nell'eseguire le prove sperimentali, ma non facilmente ottenibile visti i notevoli costi degli impianti e la necessità di provare modelli delle dimensioni maggiori possibili per ridurre gli effetti di scala e meglio rapportarsi alla nave. Il modello con-

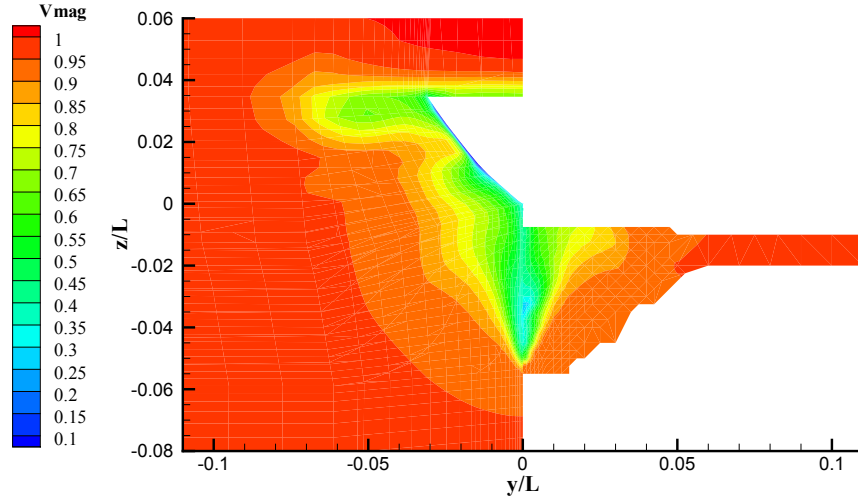


(a)

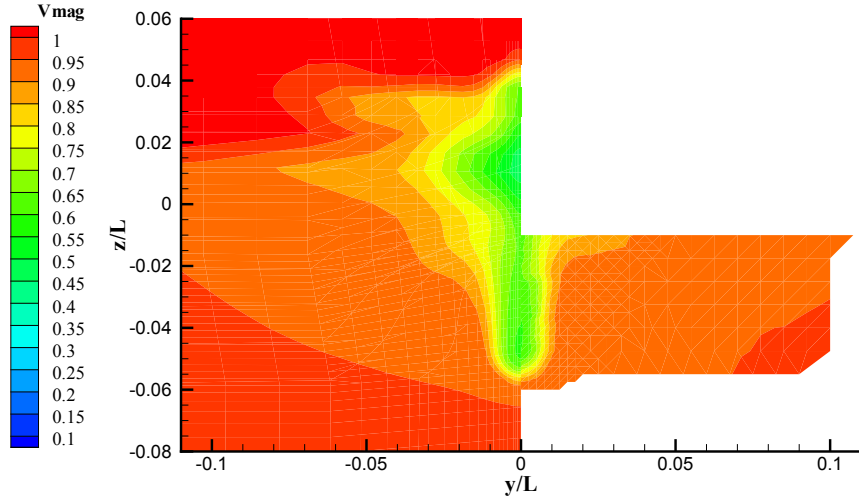


(b)

Figura 3.18: (*continua*)



(c)



(d)

Figura 3.18: Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: modulo della velocità a poppa; a sinistra: FLUENT, a destra: sperimentale. (a): $x/L=0.80$; (b): $x/L=0.90$; (c): $x/L=1.00$; (d): $x/L=1.10$. $Fr = 0.316$, $Re = 5.24 \cdot 10^6$.

siderato, di circa $3m$ di lunghezza, è stato testato in una vasca avente una larghezza di $3m$, quindi con pareti a soli $1.5m$ dal piano diametricale del modello; inoltre, sulle pareti sono disposti degli assorbitori d'onda, per ridurre fenomeni di riflessione. Ci si aspetta dunque una certa influenza della vicinanza delle pareti sia sul valore della resistenza al moto che sulla superficie ondosa. A partire dalla griglia media precedentemente utilizzata, è stata dunque creata un'ulteriore griglia avente pareti ad $1.5m$ dal piano di simmetria, sia per valutare gli effetti di parete che per un confronto più diretto con i dati sperimentali. Il modello è posto all'assetto di progetto, come nel caso della griglia di origine.

Dalla figura 3.19 appare ancora una buona corrispondenza tra le sequenze

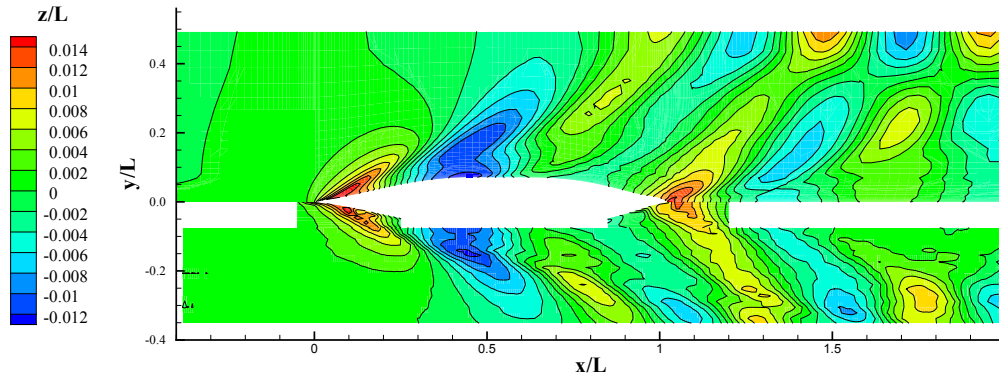


Figura 3.19: Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: formazione ondosa, confronto con i dati sperimentali, box ridotto; in alto: FLUENT, in basso: sperimentale; $Fr = 0.316$, $Re = 5.24 \cdot 10^6$

di onde; inoltre in questo caso le curve di livello della soluzione numerica appaiono più irregolari che nel caso precedente di griglia estesa, e maggiormente simili alle curve sperimentali. Il coefficiente di resistenza totale riscontrato è pari a $5.46 \cdot 10^{-3}$, maggiore dello 0.55% rispetto al valore ottenuto mediante la griglia media originaria. Ne consegue dunque una certa influenza della vicinanza delle pareti della vasca sulla misura del C_T e una sensibilità del

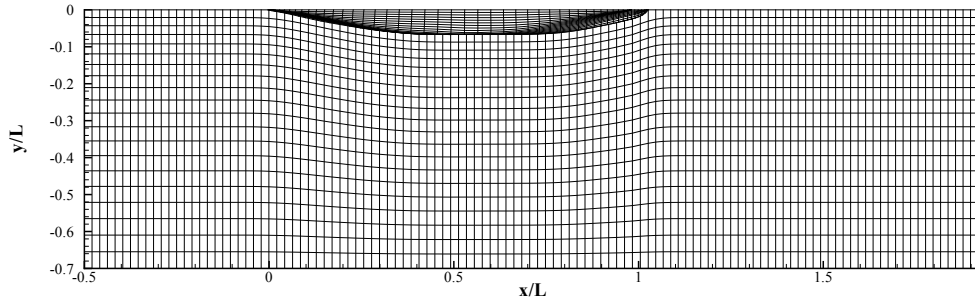


Figura 3.20: Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: SHIPFLOW, pannellazione della superficie libera

modello numerico all'estensione della griglia, anche se non particolarmente significativa.

3.3.4 Analisi a potenziale

L'analisi a potenziale per questa carena è stata condotta in maniera analoga a quanto visto in 3.2.5; la carena è stata discretizzata con 715 pannelli, mentre la superficie libera con 20 pannelli in direzione trasversale e 120 in direzione longitudinale (si veda la figura 3.20). Per un confronto diretto con i dati sperimentali, il modello è fisso all'assetto di progetto. Le condizioni al contorno sono calcolate ancora come non lineari.

Nella figura 3.21, il profilo d'onda sullo scafo è confrontato con i dati sperimentali e con la soluzione RANS; come nel caso della carena Wigley, la sequenza delle onde appare sostanzialmente corretta, ma sfasata in ritardo rispetto alla curva sperimentale; inoltre, mentre l'altezza della prima cresta è prevista correttamente, ciò non accade per i cavi e le creste successive. Lo sfasamento in ritardo della formazione ondosa può essere notato anche dalla figura 3.22, osservando in particolare le onde di prua e di poppa.

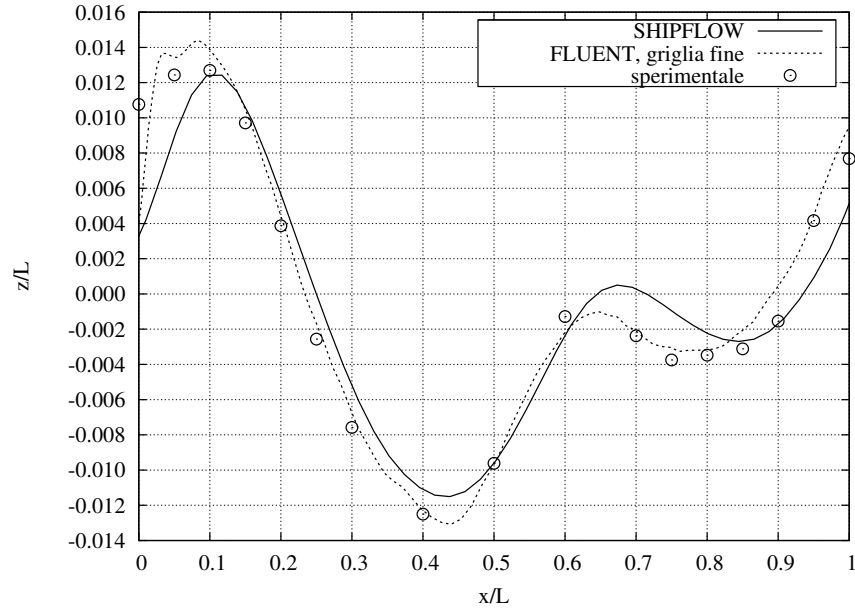


Figura 3.21: Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: SHIPFLOW, profilo d'onda sullo scafo; $Fr = 0.316$

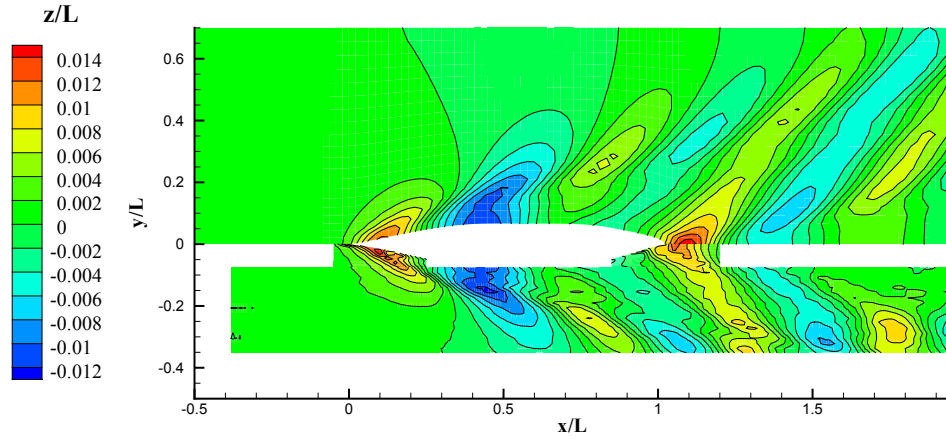


Figura 3.22: Carena Serie 60, $C_B = 0.6$: formazione ondosa, confronto tra la soluzione a potenziale (in alto) e i dati sperimentali (in basso); $Fr = 0.316$

Capitolo 4

Motoryacht

Le carene oggetto di analisi nei capitoli precedenti, pur essendo ampiamente considerate in letteratura, non presentano alcune caratteristiche tipiche di un gran numero di imbarcazioni moderne. In questo capitolo, le metodologie fin qui impiegate verranno applicate ad uno yacht a motore appartenente alla famiglia dei cosiddetti *luxury yachts*, categoria che occupa una parte consistente del mercato attuale della nautica, realmente prodotto e commercializzato. La sua geometria (figura 4.1(a)) si discosta significativamente dalle classiche forme di carena precedentemente viste ed utilizzate come test cases per la convalida di codici numerici; esso presenta infatti una pinna che si estende lungo tutta la sua lunghezza e la poppa a specchio. Inoltre esso è dotato di altre appendici, quali bulbo di prua, alette stabilizzatrici, braccetti portaelica e timoni (figura 4.1(b)), che per semplicità qui non verranno considerati.

4.1 Prove sperimentali

Del motoryacht in oggetto sono disponibili le prove sperimentali fatte per conto del costruttore dal Dipartimento di Ingegneria Navale nel 2004 [41] su di un modello in scala 1 : 12 rispetto alla nave. Sono state eseguite otto serie di prove in vasca, di cui sette di rimorchio in condizioni di dislocamento

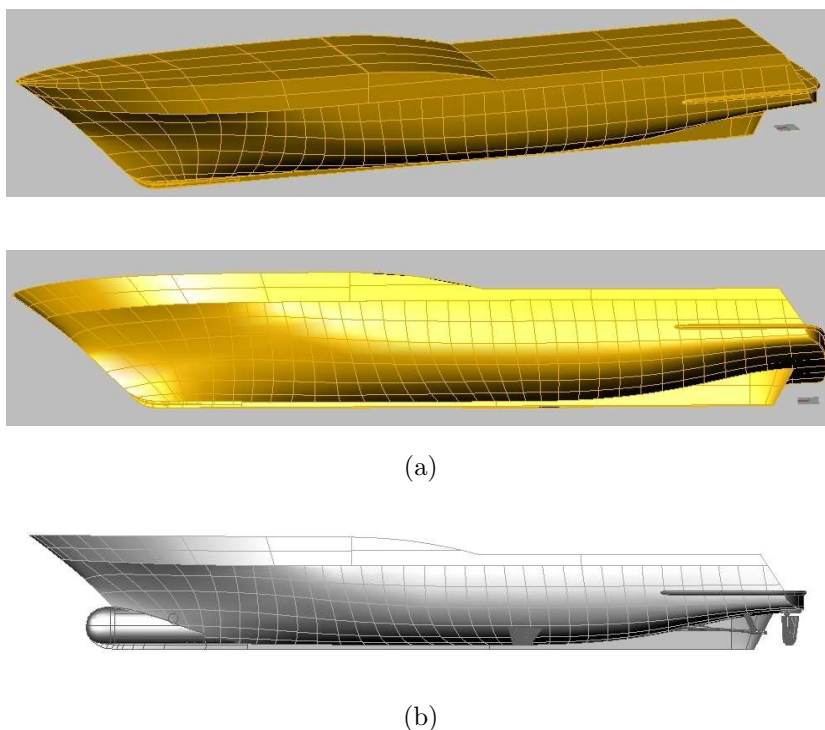


Figura 4.1: Motoryacht: geometria senza appendici (a) e con appendici (b)

differenti ed in presenza ed assenza delle appendici, e una di autopropulsione. Le prove a cui si è fatto riferimento in questo lavoro sono relative alla serie n°2, con modello in assenza di appendici, le cui condizioni sono riassunte nella tabella 4.1. Da tali prove è stata determinata la resistenza al moto e l'angolo di assetto longitudinale del modello. Le velocità di prova vanno da $1.188m/s$ a $2.673m/s$, corrispondenti ad una velocità della nave variabile dagli $8kn$ ai $18kn$.

La vasca del Dipartimento di Ingegneria Navale è lunga $145m$, larga $9m$ e profonda $4.5m$. Il modello di carena è collegato al carro dinamometrico mediante un apposito sistema di guida che consente ad esso movimenti nel solo piano diametrale, costantemente verticale durante il moto. La resistenza al moto è misurata mediante una cella di carico (dinamometro elettronico ad estensimetri) montato sul modello e collegato al carro dinamometrico mediante un dispositivo che trasmette ad esso una forza nella direzione del moto. Il suo



Figura 4.2: Motoryacht: modello sperimentale con tutte le appendici eccetto il bulbo

punto di applicazione dovrebbe coincidere con il centro di resistenza, non noto e non determinabile a priori. Nell'esecuzione della prova, il punto di traino è fatto coincidere con l'intersezione della perpendicolare al mezzo con il piano di galleggiamento, entrambi considerati nelle condizioni statiche di equilibrio.

In aggiunta alle prove sperimentali precedentemente svolte, sono state recentemente eseguite ulteriori corse allo scopo di determinare il rilievo della superficie ondosa mediante taglio longitudinale. Vista l'impossibilità di rimuovere le appendici montate sul modello per le prove eseguite precedentemente, per queste prove è stato utilizzato il modello dotato di alette stabilizzatrici, braccetti portaelica e timoni, ma privo del bulbo (figura 4.2). E' stato dunque disposto a $72m$ di distanza dal punto di partenza del carro un rastrello su cui sono state montate otto sonde capacitive microprocessate prodotte dall'INSEAN, la prima delle quali distante $1.15m$ dal centro vasca e distanziate di $23cm$ l'una dall'altra (figura 4.3). Le sonde sono state tarate variando la posizione del rastrello di $5cm$ in alto e in basso. La sensibilità delle sonde impiegate è di $\pm 1mm$. Purtroppo, a causa di un malfunzionamento della quinta sonda durante l'esecuzione della prova, sono disponibili solo 7 tagli longitudinali, comunque sufficienti ai nostri scopi. L'avvio dell'acquisizione è dato manualmente al passaggio della prua del modello ad un punto posto a $12.70m$ dalle sonde. Il segnale acquisito è stato poi filtrato numericamente

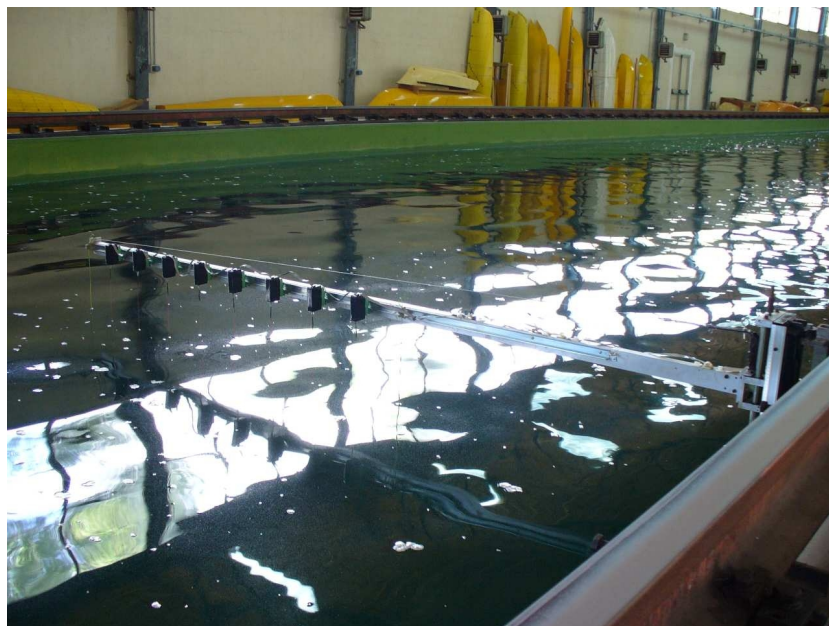


Figura 4.3: Disposizione delle sonde per il rilevamento del taglio d'onda longitudinale

mediante un filtro di tipo finestra per eliminare i disturbi ad alta frequenza presenti. Dai tagli d'onda longitudinali così acquisiti è stata ricostruita poi la regione della superficie libera interessata da essi, per il confronto della formazione ondosa sperimentale con i risultati numerici.

4.2 Analisi RANS

Per l'analisi RANS sullo yacht in scala modello è stata realizzata una griglia strutturata (figura 4.4) costituita da circa 1.9 milioni di celle, con pareti laterali poste a $1.5L$ dal piano di simmetria, superfici di ingresso e di uscita rispettivamente a $1L$ dalla prua e $2L$ dalla poppa, e superfici inferiore e superiore a $1L$ dal piano di galleggiamento di progetto. Come lunghezza di riferimento è stata considerata la lunghezza tra le perpendicolari $L = 4.583m$. Le celle adiacenti alle superfici della carena hanno un'altezza di circa $0.002m$; ciò ha consentito di avere $y^+ \approx 100$ per la velocità più alta simulata. Con-

	modello	nave
Lunghezza tra le perpendicolari [m]	4.583	55.000
Lunghezza al galleggiamento [m]	4.183	50.200
Lunghezza fuori tutto [m]	4.583	55.000
Larghezza massima di carena [m]	0.831	9.970
Larghezza al galleggiamento [m]	0.804	9.650
Immersione avanti [m]	0.250	3.000
Immersione addietro [m]	0.250	3.000
Immersione media [m]	0.250	3.000
Dislocamento f.o. [t]	0.426	755.000
Superficie bagnata [m ²]	3.989	574.410

Tabella 4.1: Motoryacht: caratteristiche geometriche e condizioni simulate

dizioni al contorno, schemi di discretizzazione e solutori impiegati sono gli stessi visti nel capitolo 3. Con il modello posto all'assetto di progetto, sono state eseguite simulazioni per cinque velocità differenti fino alla velocità di $2.524m/s$ ($Fr = 0.376$), corrispondente alla crociera della nave, impiegando il modello di turbolenza $k - \omega SST$; per la sola velocità di $2.524m/s$, il modello è stato poi ruotato dell'angolo di assetto longitudinale (*trim*) esibito durante le prove di rimorchio, all'immersione di progetto, e successivamente è stata corretta anche la variazione di immersione (*sinkage*). Dalle prove, infatti, è stato rilevato un angolo di assetto longitudinale di $+0.4^\circ$ (carena appoppata) e una variazione di immersione di 2.37cm (carena maggiormente immersa). Sempre per questa velocità, è stato impiegato anche il modello *Realizable k - ϵ* .

La figura 4.5 mostra la superficie ondosca calcolata per $Fr = 0.376$ messa a confronto con quella sperimentale; non avendo un riferimento spaziale preciso per l'inizio dell'acquisizione dei dati da parte delle sonde, i dati sperimentali sono stati traslati nella direzione longitudinale in modo tale da farli corrispondere approssimativamente a quelli numerici, perdendo quindi la possibilità

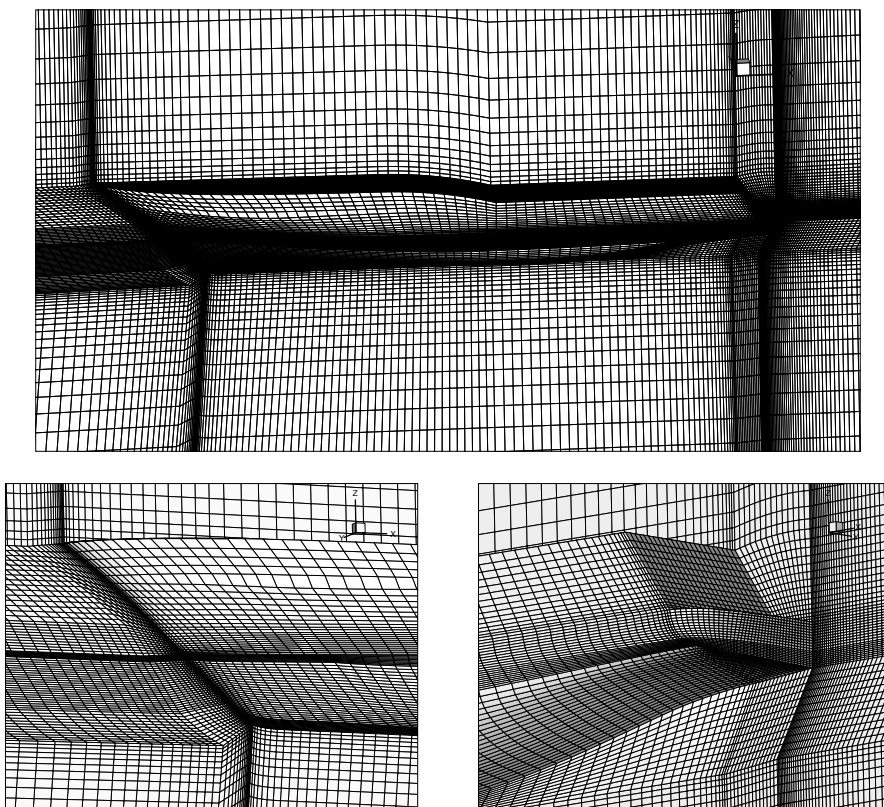


Figura 4.4: Motoryacht: particolari della griglia di calcolo

di valutare la presenza di sfasamenti delle onde. Dal confronto appare comunque un buon accordo con quanto rilevato sperimentalmente, in quanto viene rispettata sia la corretta sequenza di creste e cavi d'onda, sia la lunghezza delle onde generate. Il taglio longitudinale per $y = 1.15m$ (figura 4.6) conferma quanto detto, mostrando anche la correttezza dell'ampiezza d'onda simulata. Nelle figure 4.7 e 4.8 l'immagine tridimensionale della superficie libera simulata è stata messa a confronto con i rilievi fotografici eseguiti durante le prove in vasca; anche in questo caso appare la corretta riproduzione sia dell'onda di prua che di poppa. Un dettaglio di queste onde è mostrato nella figura 4.9, da cui si nota la loro complessità.

La figura 4.10 e la tabella 4.2 mostrano i valori del coefficiente di resistenza calcolato confrontato con i valori sperimentali; come si può notare,

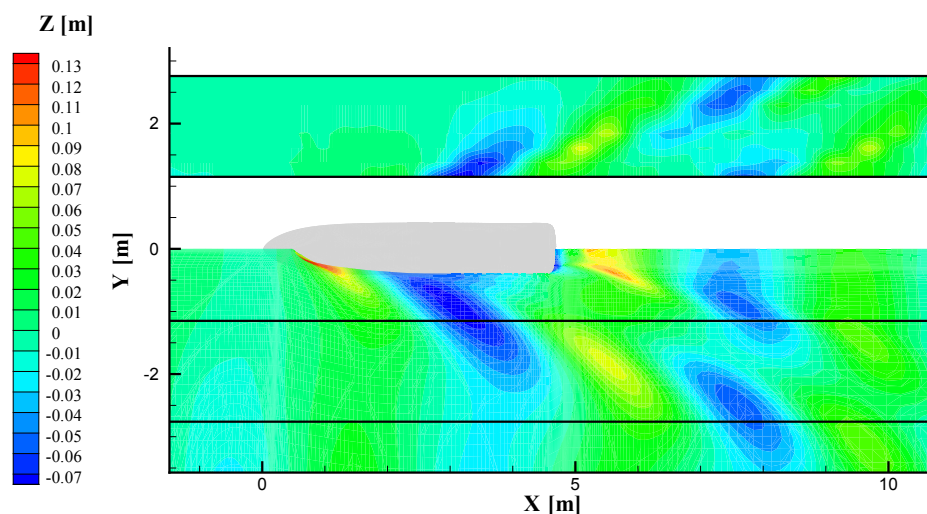


Figura 4.5: Motoryacht: confronto tra la superficie ondosa ottenuta con FLUENT (in basso) e quella sperimentale (in alto); $Fr = 0.376$, $Re = 1.15 \cdot 10^7$

la simulazione ad assetto di progetto porta ad una significativa sottostima del C_T , che per la velocità di crociera risulta essere del 16.7%. La correzione dell'assetto risulta quindi determinante nell'accuratezza del suo calcolo, come già notato nel paragrafo 3.3.2; pur essendo molto ridotto (0.4°), l'angolo di assetto longitudinale ha una forte influenza sul calcolo della resistenza. Contrariamente a quanto visto nel paragrafo 3.3.2, la simulazione ad assetto corretto conduce ad una differenza rispetto ai valori sperimentali significativa, pari a circa il 10% in eccesso. Ciò può essere dovuto alla maggiore complessità geometrica della carena e del campo di moto risultante, in particolare a riguardo della superficie libera, come visto nelle figure 4.7 ÷ 4.9.

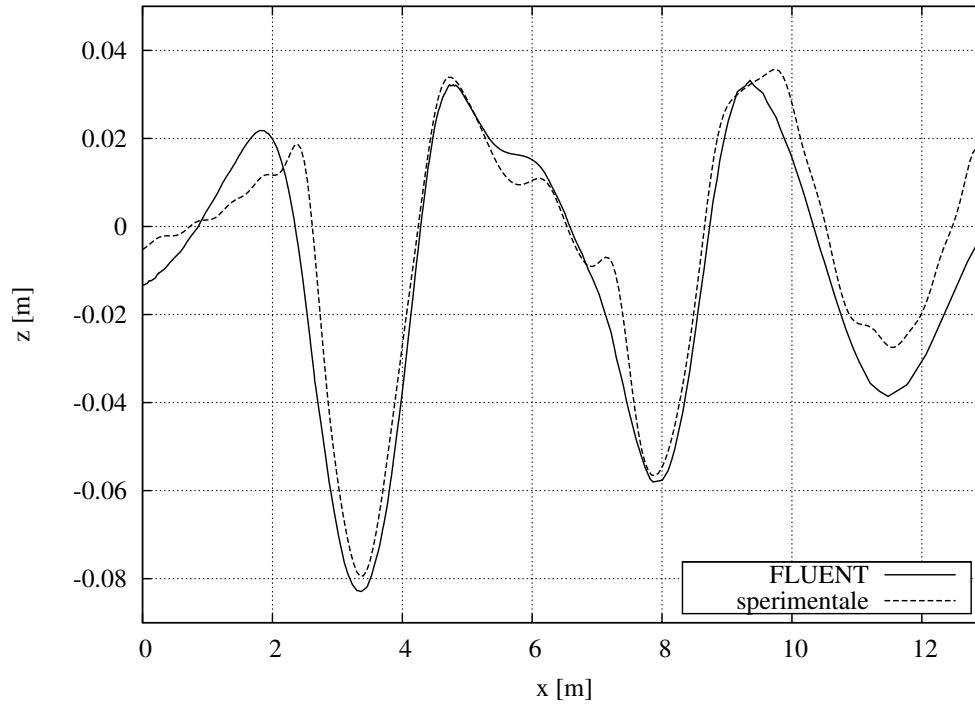


Figura 4.6: Motoryacht: taglio d'onda longitudinale, confronto tra la soluzione ottenuta con FLUENT ed il risultato sperimentale; $y = 1.15m$, $Fr = 0.376$, $Re = 1.15 \cdot 10^7$

4.3 Analisi a potenziale

L'analisi a potenziale per il motoryacht ha visto varie complicazioni in più rispetto alle carene Wigley e Serie 60; innanzitutto, la geometria più complessa ha richiesto una pannellazione della carena più elaborata e accurata, che ha comportato l'uso di 7'126 pannelli sulle superfici solide e 3'078 sulla superficie libera. Ciò che ha reso problematica l'esecuzione dell'analisi è stata però la conformazione della regione poppiera e la presenza della poppa a specchio. L'uso dell'opzione *transom* prevista dal software SHIPFLOW [14] per casi di questo tipo non è stato possibile a causa dell'insorgere continuo di singolarità nel sistema di equazioni; problemi analoghi sono stati incontrati cercando di realizzare una pannellazione della superficie libera a poppa aderente alla carena, a causa della deformazione eccessiva dei pannelli dovuta

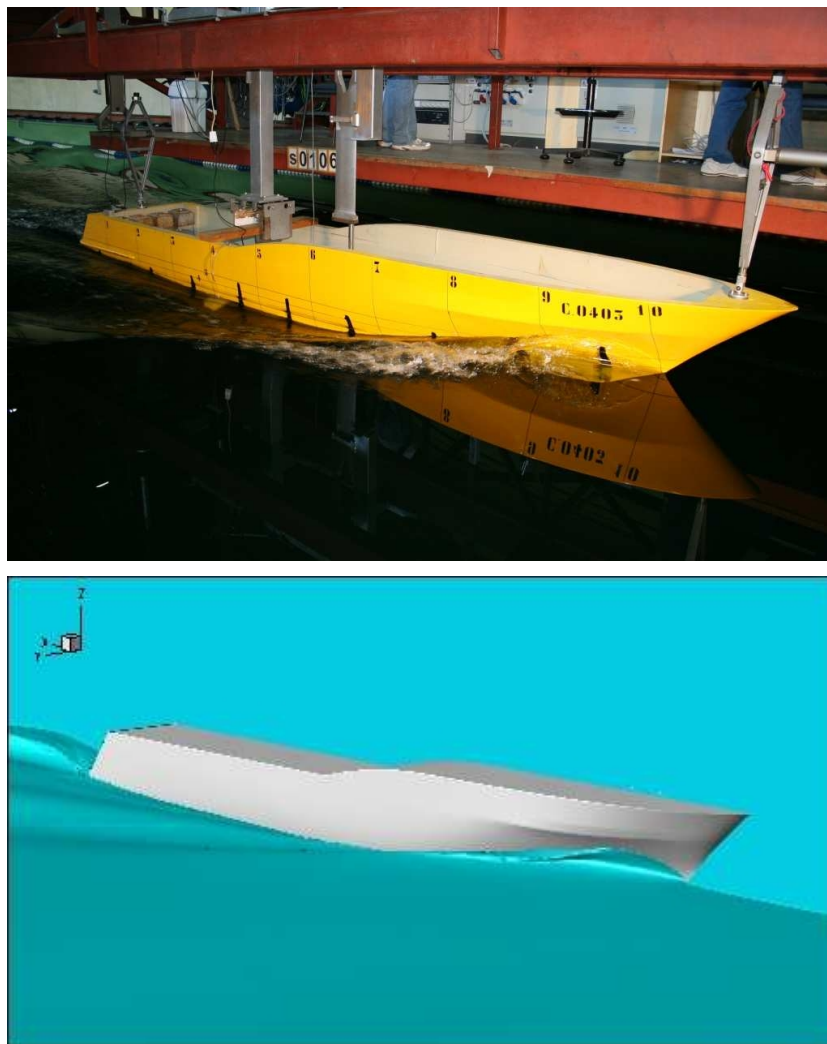


Figura 4.7: Motoryacht: immagini della formazione ondosa a prua, confronto numerico (FLUENT) - sperimentale; $Fr = 0.376$, $Re = 1.15 \cdot 10^7$

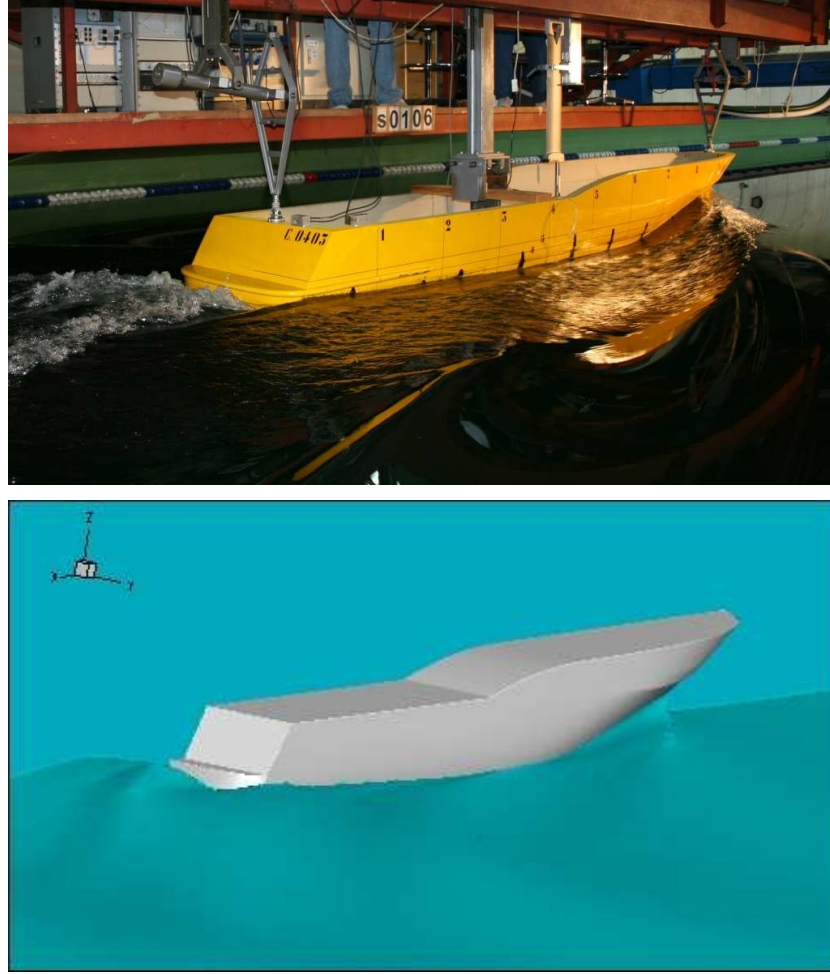
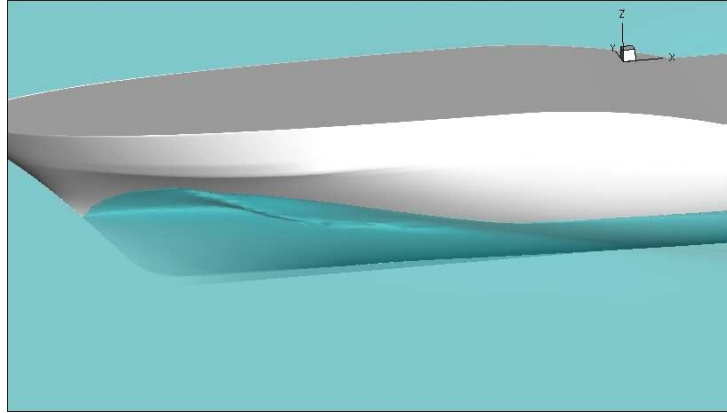


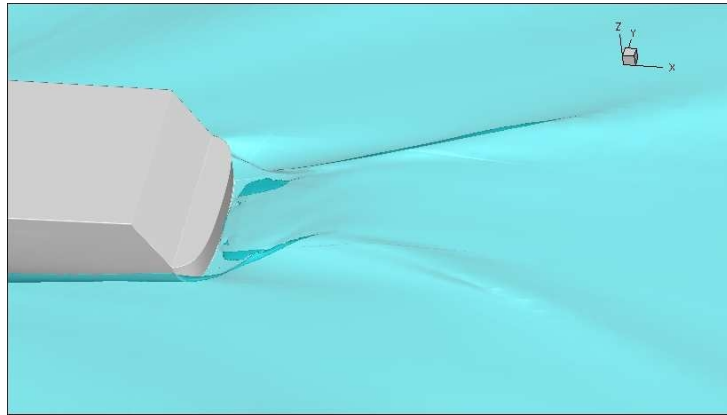
Figura 4.8: Motoryacht: immagini della formazione ondosa a poppa, confronto numerico (FLUENT) - sperimentale; $Fr = 0.376$, $Re = 1.15 \cdot 10^7$

modello di turb.	corr. assetto	C_T	$(C_T^{CFD} - C_T^{exp})/C_T^{exp}$
$SST\ k - \omega$	nessuna	$7.33 \cdot 10^{-3}$	-16.7 %
$SST\ k - \omega$	trim	$8.28 \cdot 10^{-3}$	-5.91 %
$SST\ k - \omega$	trim, sinkage	$9.75 \cdot 10^{-3}$	+10.7 %
$Real.\ k - \epsilon$	trim, sinkage	$9.60 \cdot 10^{-3}$	+9.09 %
sperimentale		$8.80 \cdot 10^{-3}$	

Tabella 4.2: Motoryacht: coefficiente di resistenza totale calcolato sul modello; $Fr = 0.376$



(a)



(b)

Figura 4.9: Motoryacht: particolari della formazione ondosa (FLUENT): (a) onda di prua, (b) onda di poppa; $Fr = 0.376$, $Re = 1.15 \cdot 10^7$

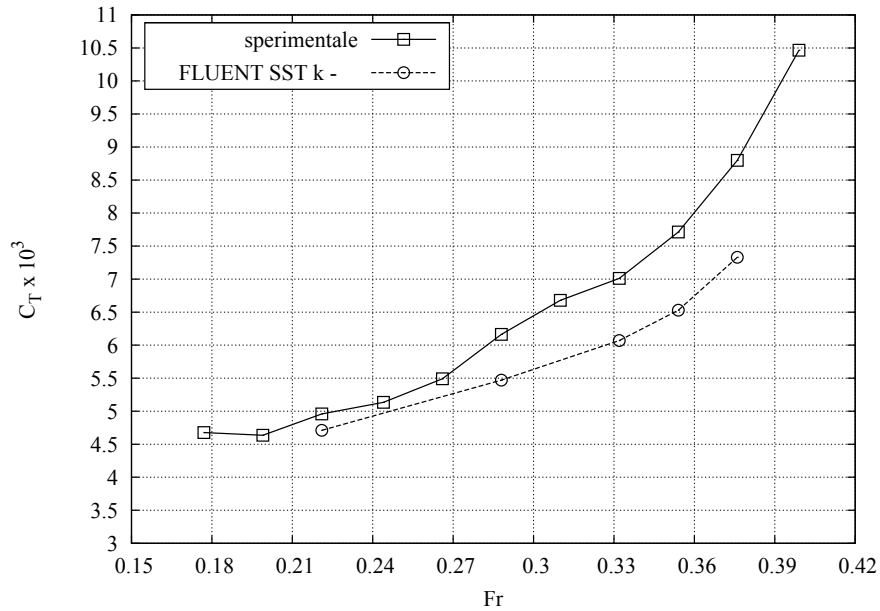


Figura 4.10: Motoryacht: coefficiente di resistenza totale al variare del numero di Froude; FLUENT: assetto di progetto, sperimentale: assetto libero

alla geometria nella regione d'interesse¹. Si è stati costretti dunque a distanziare i pannelli della superficie libera dalla poppa della nave (figura 4.11), pur ritenendo ciò in generale inappropriato.

Da come si può notare dalla figura 4.12, la formazione ondosa ottenuta con SHIPFLOW presenta notevoli differenze con i dati sperimentali, essendoci una scarsa corrispondenza tra le onde generate.

Mediante il codice SHIPFLOW è stato possibile anche calcolare il coefficiente di resistenza d'onda C_w dall'integrazione delle pressioni sul corpo per le velocità di esercizio della nave. Confrontando i valori ottenuti con il coefficiente di resistenza residua C_R ottenuto a partire dalle prove sperimentali mediante la metodologia ITTC '57, appare un andamento anomalo del C_w ; mentre per $Fr > 0.24$ assume un andamento corretto, pur sottostimando eccessivamente

¹Il codice prevede esclusivamente una pannellazione strutturata, costituita quindi da soli pannelli quadrangolari, sia per la superficie libera che per le superfici solide. Ciò non consente di ottenere una discretizzazione della superficie libera di buona qualità in presenza di brusche variazioni geometriche, come accade a poppa per il caso in esame.

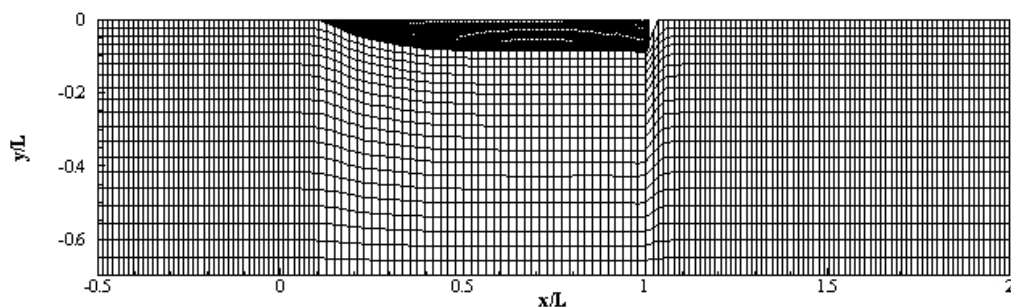


Figura 4.11: Motoryacht: pannellazione della superficie libera

il valore del C_R , esso tende ad aumentare al ridursi del numero di Froude per $Fr < 0.24$, in contrasto con la fisica del problema. Dalla figura 4.14 appare una superficie ondosa profondamente diversa da quella manifestata durante le prove sperimentali (figure 4.7 e 4.8), in particolare in prossimità del modello. La conformazione fisica assunta dalle onde di prua e di poppa va al di fuori delle ipotesi di campo a potenziale; inoltre, i pannelli della superficie libera non hanno la possibilità di avvolgersi su essi stessi e compenetrarsi, andando quindi ad assumere una configurazione deformata lontana dalla formazione ondosa fisica.

4.4 Simulazione in scala reale

A causa dell'impossibilità di eseguire prove sperimentali in similitudine dinamica completa (uguaglianza sia del numero di Froude che del numero di Reynolds tra modello e nave), i dati ottenuti dalle prove in vasca sul modello vengono riportati alla nave mediante opportune procedure di trasferimento. Le metodologie attualmente adottate e riconosciute a livello internazionale, prendono il nome dalla *International Towing Tank Conference* (ITTC); esse sono fondate essenzialmente sulle stesse ipotesi alla base del metodo di Froude, ovvero la separabilità e l'indipendenza degli effetti viscosi e gravitazionali, anche se nel tempo hanno subito varie migliorie atte al loro

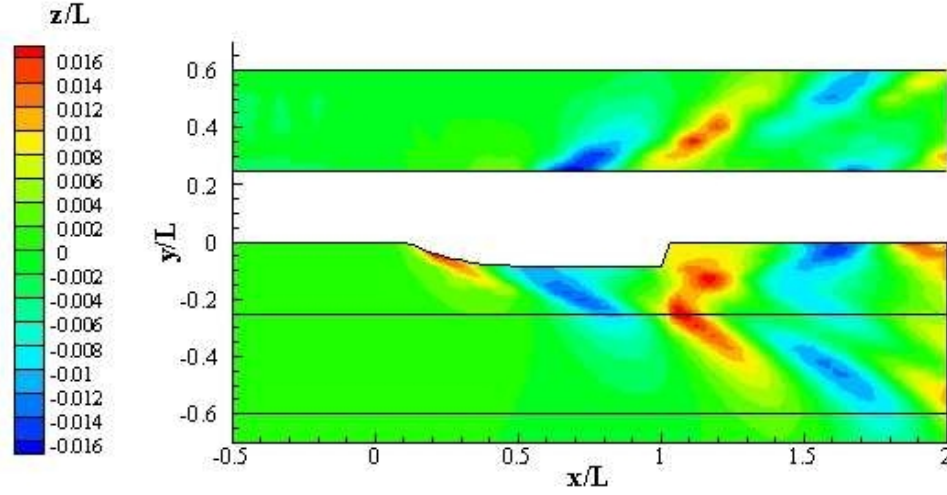


Figura 4.12: Motoryacht: confronto tra la superficie ondosa ottenuta con SHIPFLOW (in basso) e quella sperimentale (in alto); $Fr = 0.376$

superamento. In queste metodologie i coefficienti di resistenza totale della nave e del modello, C_{TS} e C_{TM} , vengono considerati somma di un coefficiente di resistenza di attrito C_F e di un coefficiente di resistenza residua C_R :

$$C_{TS} = C_{FS} + C_{RS} \quad (4.1)$$

$$C_{TM} = C_{FM} + C_{RM} \quad (4.2)$$

Nell'ipotesi che il coefficiente di resistenza residua di nave e modello, costituito principalmente dalla resistenza d'onda, dipenda esclusivamente dal numero di Froude, si ha:

$$C_{RM} = C_{RS} = C_R \quad (4.3)$$

Misurando sperimentalmente in vasca il C_{TM} , il C_R viene dunque calcolato sottraendo al C_{TM} il C_{FM} , stimato ricorrendo ad opportune formule della *lastra piana equivalente*. Ottenendo allo stesso modo il C_{FS} , si giunge alla determinazione del coefficiente di resistenza totale della nave. Nella metodologia ITTC '57, il coefficiente di resistenza di attrito della nave e del

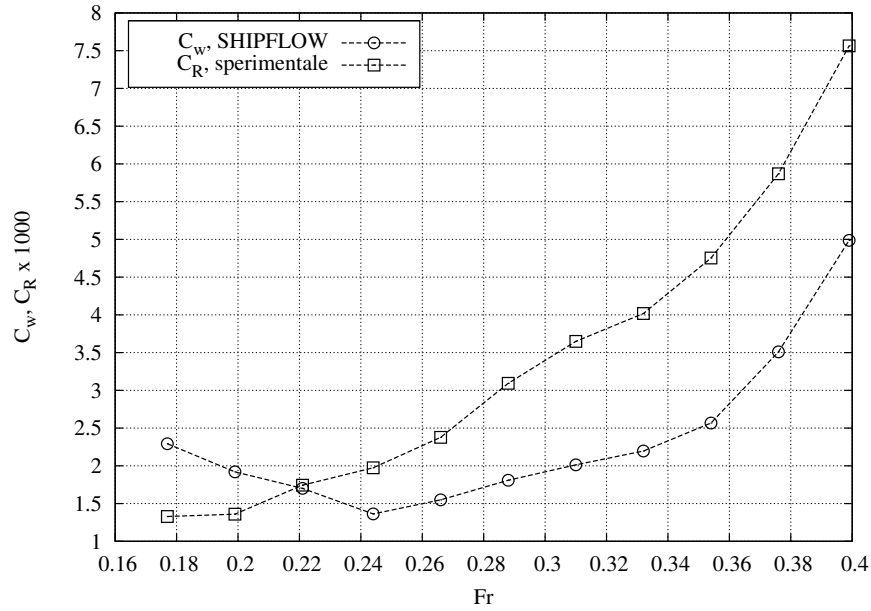


Figura 4.13: Motoryacht: confronto tra il coefficiente di resistenza d'onda calcolato con SHIPFLOW ed il coefficiente di resistenza residua ottenuto sperimentalmente (metodologia ITTC '57)

modello viene dato dalla relazione:

$$C_F = \frac{0.075}{(\log Re - 2)^2} \quad (4.4)$$

in cui appare il numero di Reynolds della nave o del modello a seconda dei casi. Tale espressione, detta linea di correlazione, non ha un rigoroso riferimento alla lastra piana; questo perché vuole tenere conto in qualche modo dell'effetto della forma sulla resistenza viscosa. Al coefficiente C_{FS} va inoltre aggiunto un ΔC_F dovuto alla rugosità della carena, convenzionalmente posto pari a $2 \cdot 10^{-4}$ allo scopo di ottenere una procedura standard e avere la possibilità di un significativo confronto tra i risultati ottenuti su modelli di una stessa carena in diversi impianti sperimentali. La metodologia ITTC '78, applicabile strettamente a navi monoelica di forme convenzionali, presenta due novità fondamentali: l'adozione di un fattore di forma della carena, sulla base della linea di correlazione ITTC '57, per tenere in conto della tridimensionalità del flusso nel calcolo della resistenza viscosa, e l'adozione di una

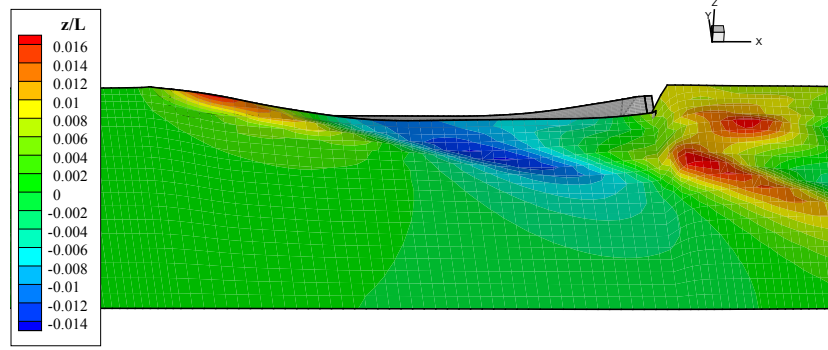


Figura 4.14: Motoryacht: superficie libera ottenuta con il codice SHIPFLOW; $Fr = 0.376$

formula per la stima dell'aggiunta di ruvidezza. Secondo tale metodologia, il coefficiente di resistenza totale viene calcolato come:

$$C_{TS} = (1 + K)C_{FS} + C_w + C_A + C_{AA} \quad (4.5)$$

in cui K è il fattore di forma, calcolabile con varie formule semiempiriche in funzione di parametri geometrici, e $C_w = C_{TM} - (1 - K)C_{FM}$. C_A è detto coefficiente di resistenza specifica aggiunta, e vuole tenere conto sia dell'incremento di resistenza dovuto all'aggiunta di rugosità, sia di aggiunte ottenute dai confronti tra le previsioni della vasca e le prestazioni al vero sulla nave alle prove in mare; attraverso il coefficiente C_A si vogliono considerare, oltre agli effetti della rugosità, anche altri fattori di incertezza che entrano nel trasferimento dei dati sperimentali alla nave. Esso viene calcolato mediante la formula di Bowden-Davison:

$$C_A = \left[105 \left(\frac{k_S}{L_{WL}} \right)^{\frac{1}{3}} - 0.61 \right] \cdot 10^{-3} \quad (4.6)$$

dove k_S è l'altezza media della rugosità della nave, con valore standard pari a $150 \cdot 10^{-6}m$, mentre la lunghezza L_{WL} non deve superare i $400m$. Il coefficiente C_{AA} , dato dalla relazione:

$$C_{AA} = 0.001 \frac{A_T}{S} \quad (4.7)$$

in cui A_T è l'area della sezione trasversale dell'opera morta della nave e S la superficie bagnata da fermo della carena, vuole tenere in conto la resistenza aerodinamica. Per maggiori dettagli sulle metodologie di trasferimento e sulla sperimentazione in vasca si rimanda a [27].

Da quanto detto appare evidente la necessità di superare, da parte delle metodologie ITTC, i limiti imposti dalle ipotesi alla base di esse stesse; si cerca di fare ciò introducendo coefficienti correttivi che hanno un'origine prevalentemente statistica, e che quindi continuano ad avere margini di applicabilità ristretti.

La simulazione numerica può, almeno in teoria, superare questi problemi, andando ad analizzare direttamente la nave in scala reale. Con l'uso di modelli quale il VOF, il problema dell'interazione tra effetti viscosi ed effetti gravitazionali viene completamente superato, in quanto il calcolo della superficie libera non è separato dal resto del campo fluidodinamico. Gli effetti della rugosità superficiale possono essere considerati direttamente introducendo sulle pareti una stima della rugosità delle superfici della nave. Inoltre, poiché il modello VOF prevede la modellazione anche della regione di volume occupata dall'aria, è immediato prendere in considerazione anche la resistenza aerodinamica; una rappresentazione dell'opera morta sufficientemente accurata, può poi portare ad esempio alla valutazione del disturbo aerodinamico agente su eventuali occupanti della nave esposti ad esso. Anche nel caso numerico, però, ci si scontra con il problema delle dimensioni dell'imbarcazione, che comportano numeri di Reynolds particolarmente elevati; ciò si traduce in un notevole aggravio computazionale a causa della necessità di avere una griglia sufficientemente rifinita da cogliere gradienti delle variabili fluidodinamiche più forti, specie nelle vicinanze delle pareti. Inoltre, i modelli di turbolenza comunemente usati, che già non prevedono la presenza della superficie libera, potrebbero essere ancor meno adeguati a causa di $Re > 10^8$. In questo paragrafo dunque si cerca di simulare il campo fluidodinamico per lo yacht in oggetto in scala reale, valutando la fattibilità del tipo di analisi e cercando di superare i problemi con cui ci si va a confrontare.

Come per l'analisi in scala modello, è stata realizzata una griglia avente pareti laterali poste a 1.5L dalla carena, pareti inferiori e superiori a 1L, superfici di ingresso e di uscita rispettivamente a 1L dalla prua e 2L dalla poppa. Il modello è stato posto all'angolo di assetto longitudinale e all'immersione manifestati nelle prove sperimentali sul modello, quest'ultimo parametro moltiplicato ovviamente per il fattore di scala. La velocità di prova è pari a $8.75m/s$ ($17kn$), corrispondente a $Fr = 0.376$ e $Re = 4.79 \cdot 10^8$; in base a questi dati, è stata imposta un'altezza del primo strato di celle sulla parete della carena pari a $0.007m$. Il modello di turbolenza adottato è ancora il $k - \omega$ SST con funzioni di parete standard. Rispetto alla griglia per il modello, per questa griglia è stato disposto un maggior numero di celle lungo la carena e in prossimità del piano di galleggiamento di progetto, giungendo ad un valore complessivo di circa 2.8 milioni di celle. La tipologia di analisi e gli schemi di discretizzazione adottati sono gli stessi delle precedenti analisi sul modello; sono state inoltre variate densità e viscosità dell'aria, come indicato nel paragrafo 3.2.4.

Nel corso dell'analisi si è notato un valore eccessivo della y^+ sulle pareti della carena, valore compreso tra 400 e 700; per ridurlo senza incrementare eccessivamente il numero di celle, si è ricorso all'*adaption* della griglia [15]: sono stati suddivisi in una prima fase i primi due strati di celle a partire dalla carena, e poi le celle immediatamente adiacenti alla parete e già suddivise. In questo modo l'altezza delle celle alla parete si è ridotto notevolmente (di 4 volte), mentre è rimasto invariato il loro rapporto tra lunghezza e altezza (figura 4.15). Tenendo presente che le altre celle non sono state influenzate da questa procedura e che ogni cella esaedrica viene suddivisa in otto celle anch'esse esaedriche, si è giunti ad una griglia costituita da 3.6 milioni di celle. In questo modo si è riusciti ad ottenere $y^+ \approx 150$ sulle pareti dello scafo esposte all'acqua. Il tempo di calcolo necessario per una singola simulazione è di 2.5 giorni, procedendo in parallelo sui due cores del processore.

Dalla tabella 4.3 appare una differenza sul coefficiente di resistenza totale con quanto ottenuto dalla procedura ITTC '57 del 9.5%. Decomponendo il

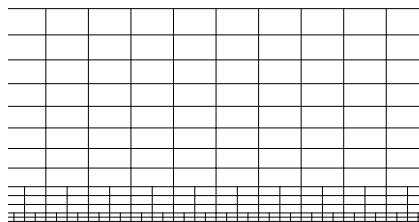


Figura 4.15: Motoryacht: esempio dell'*adaption* della griglia sulle pareti dello scafo

	C_V	C_R (ITTC '57), C_P (FLUENT)	C_T
ITTC '57	$1.92 \cdot 10^{-3}$	$5.87 \cdot 10^{-3}$	$7.79 \cdot 10^{-3}$
FLUENT	$1.86 \cdot 10^{-3}$	$6.66 \cdot 10^{-3}$	$8.53 \cdot 10^{-3}$

Tabella 4.3: Motoryacht: simulazione in scala reale, coefficienti di resistenza calcolati, confrontati con la procedura ITTC '57; $Fr = 0.376$, $Re = 4.79 \cdot 10^8$

coefficiente di resistenza calcolato nella sua componente viscosa e di pressione, e ponendo tali valori a confronto rispettivamente con il coefficiente di resistenza viscosa e residua ottenuti dalla procedura ITTC, si può notare che la differenza nel C_T deriva principalmente dalla componente di pressione.

Nella figura 4.16 sono mostrate le linee di corrente del campo fluidodinamico attorno all'imbarcazione, sia nella regione occupata dall'acqua che in quella occupata dall'aria, da cui si può notare la complessità del campo a poppa.

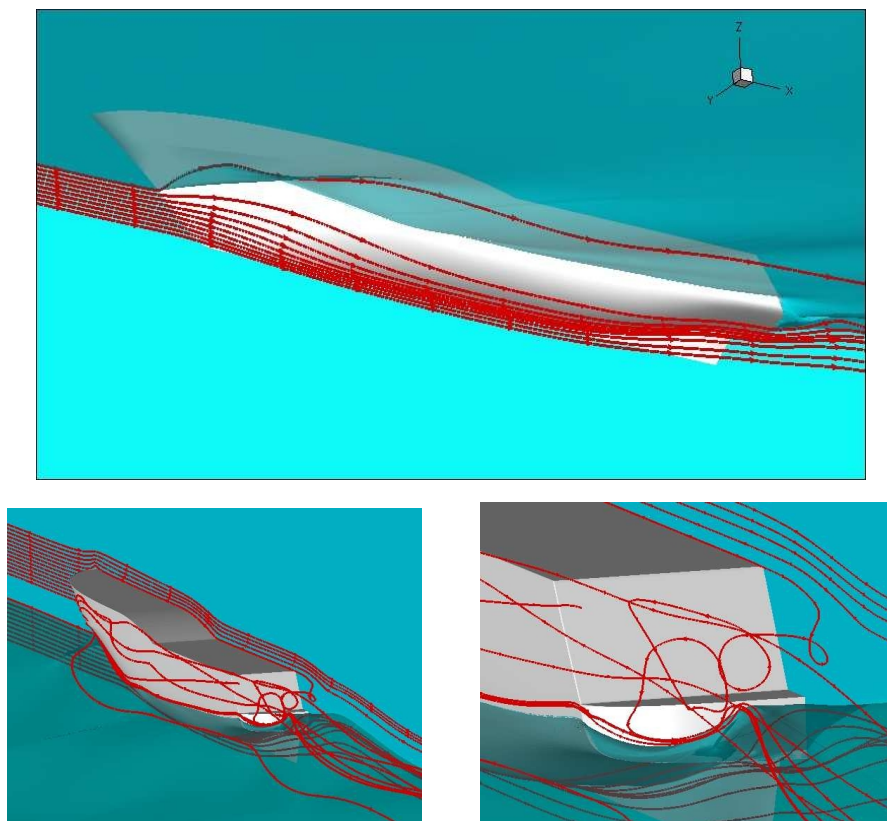


Figura 4.16: Motoryacht: simulazione in scala reale, linee di corrente; $V = 17kn$

Conclusioni

In questo lavoro, un solutore commerciale RANS con modello multifase *Volume Of Fluid* è stato impiegato su profili bidimensionali e su forme di carena, allo scopo di predire con accuratezza la deformazione della superficie libera e la resistenza al moto esibita dal corpo in regime stazionario, contenendo gli oneri computazionali in modo da ottenere risultati significativi anche facendo uso di elaboratori non professionali. Inoltre, i risultati ottenuti da tale approccio sono stati confrontati, oltre che con i dati sperimentali, con quanto ottenibile con un metodo a pannelli specifico per l'ingegneria navale. Le procedure numeriche seguite hanno dimostrato di essere un valido strumento di CFD per applicazioni industriali, fornendo buoni risultati specie con forme di carena standard. L'analisi fluidodinamica delle carene Wigley e Serie 60, $C_B = 0.6$ ha fornito una formazione ondosa in buon accordo con i dati sperimentali reperibili in letteratura e differenze sul coefficiente di resistenza totale rispetto a questi ultimi sostanzialmente trascurabili. L'applicazione di tali metodologie al caso reale della carena di un motoryacht ha confermato la loro validità, mostrandosi in grado di riprodurre ancora con buona accuratezza la superficie libera riscontrata sperimentalmente, ben più complessa di quella generata dalle classiche carene impiegate come test cases nella convalida dei codici. Il coefficiente di resistenza calcolato per il motoryacht, pur essendo meno accurato che nei casi precedenti, risulta essere una valida indicazione delle prestazioni dell'imbarcazione, specie nell'ottica di una sua ottimizzazione. E' stato possibile inoltre eseguire un'analisi dell'imbarcazione in scala reale e senza un particolare aggravio degli oneri computazionali, evi-

tando quindi l'ulteriore fonte di errore dovuta al trasferimento dei risultati dal modello in scala ridotta alla nave. Un tale tipo di analisi può essere impiegato nello studio degli effetti di scala e nella determinazione del fattore di forma, per un miglioramento delle procedure di trasferimento correntemente utilizzate. E' risultata evidente, inoltre, la necessità di determinare con accuratezza l'assetto corretto della nave, in quanto angoli di assetto longitudinali di pochi decimi di grado e minime variazioni di immersione non possono essere considerate trascurabili.

La tecnica RANS/VOF si è dimostrata essere superiore all'approccio a potenziale nella determinazione della formazione ondosa per tutte le forme di carena viste; mentre il metodo a pannelli è apparso in grado di fornire risultati comunque soddisfacenti per le carene standard, ha mostrato poi i limiti delle ipotesi su cui è basato nella simulazione per il motoryacht, le cui onde generate non sono più considerabili come dovute ad un potenziale. Pur essendo i metodi a pannelli un valido strumento industriale per l'ottimizzazione di certe geometrie di carena, appare evidente la necessità di ricorrere a tecniche più sofisticate e prive di ipotesi restrittive per quelle geometrie che generano una formazione ondosa più complessa e che rappresentano un segmento importante del mercato attuale della nautica.

Bibliografia

- [1] I. H. Abbott and A. E. Von Doenhoff. *Theory of Wing Sections*. Dover, 1959.
- [2] E. Amromin, S. Kovinskaya, and I. Mizine. Quasi-linear theory of waves and ship wave resistance in restricted waters. *Ocean Engineering*, 31:1231–1244, 2004.
- [3] J. D. Jr. Anderson. *Computational Fluid Dynamics*. McGraw-Hill, 1995.
- [4] J. D. Jr. Anderson. *Fundamentals of Aerodynamics*. McGraw-Hill, third edition, 2001.
- [5] R. Azcueta. *Computation of Turbulent Free-Surface Flows Around Ships and Floating Bodies*. PhD thesis, Technical University Hamburg-Harburg, 2001.
- [6] R. Azcueta, S. Muzaferija, M. Perić, and S. D. Yoo. Computation of flows around hydrofoils under the free surface. In *7th International Conference in Numerical Ship Hydrodynamics*, pages 2.7.1–10, Nantes, France, July 1999.
- [7] E. Baba. Study on Separation of Ship Resistance Components. In *Spring Meeting of the Society of Naval Architects*, Japan, May 1969.
- [8] P. Caccavale. *Un moderno metodo a potenziale per analisi fluidodinamiche*. PhD thesis, Università degli Studi di Napoli “Federico II”, 2006.

- [9] F. Capizzano. *Sviluppo e applicazione di un metodo numerico per lo studio di flussi turbolenti intorno a geometrie navali*. PhD thesis, Università degli Studi di Napoli “Federico II”, 2002.
- [10] C. de Nicola. Appunti per il corso di Aerodinamica degli Aeromobili. Dipartimento di Progettazione Aeronautica, Università “Federico II”, Napoli, 2001.
- [11] J. H. Duncan. The breaking and non-breaking wave resistance of a two-dimensional hydrofoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 126:507–520, 1983.
- [12] C. Fédiaevsky, I. Voitkounski, and Y. Faddéev. *Mécanique des Fluides*. 1974, MIR.
- [13] J. H. Ferziger and M. Perić. *Computational methods for Fluid Dynamics*. Springer, 2001.
- [14] Flowtech International AB, Göteborg, Sweden. *Shipflow[®] 3.1 user’s manual*.
- [15] Fluent Inc. *FLUENT 6.3 User’s Guide*, september 2006.
- [16] F. H. Harlow and J. E. Welsh. Numerical calculation of time dependent viscous incompressible flow with free surface. *The Physics of Fluids*, 8:2182–2189, 1965.
- [17] C. W. Hirt and B. D. Nichols. Volume of fluid /VOF/ method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39:201–225, January 1981.
- [18] V. Höglund. Validation and Correction of SHIPFLOW for Fast Hulls. Report X-04/156, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2004.

- [19] J. W. Hoyt and R. H. J. Sellin. A comparison of tracer and PIV results in visualizing water flow around a cylinder close to the free surface. *Experiments in Fluids*, 28:261–265, 2000.
- [20] J. Katz and A. Plotkin. *Low-Speed Aerodynamics*. Cambridge University Press, second edition, 2001.
- [21] M. Kumar and V. A. Subramanian. A numerical and experimental study on tank wall influences in drag estimation. *Ocean Engineering*, 34:192–205, 2007.
- [22] E. Larsson and C. E. Janson. Potential Flow Calculations for Sailing Yachts. In *Proceedings of 31st WEGEMT School on CFD for Ship and Offshore Design*, Hamburg, Germany, May 1999.
- [23] C. Lei, L. Cheng, and K. Kavanagh. Re-examination of the effect of a plane boundary on force and vortex shedding of a circular cylinder. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 80:263–286, 1999.
- [24] B. P. Leonard. The ULTIMATE conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 88(1):17–74, June 1991.
- [25] J. Longo, F. Stern, and Y. Toda. Mean-Flow Measurements in the Boundary Layer and Wake and Wave Field of a Series 60 $C_B = 0.6$ Ship Model - Part 2: Scale Effects on Near-Field Wave Patterns and Comparisons with Inviscid Theory. *Journal of Ship Research*, 37(1):16–24, March 1993.
- [26] A. De Marco. *Studio, definizione e applicazione di una procedura di calcolo multi-block per la soluzione delle equazioni di Navier-Stokes in problemi di interesse navale*. PhD thesis, Università degli Studi di Napoli “Federico II”, 2001.

- [27] S. Miranda. Appunti di Architettura Navale. Dipartimento di Ingegneria Navale, Università “Federico II”, Napoli, 2001.
- [28] N. Mulvany, J. Y. Tu, L. Chen, and B. Anderson. Assessment of two-equation turbulence modelling for high Reynolds number hydrofoil flows. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 45:275–299, 2004.
- [29] S. Muzaferija, M. Peric, P. Sames, and T. Schellin. A Two-Fluid Navier-Stokes Solver to Simulate Water Entry. In *Proc. 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics*, pages 277–289, Washington, DC, 1998.
- [30] A. Pascarelli, G. Iaccarino, and M. Fatica. Toward the LES of flow past a submerged hydrofoil. In *Proceedings of the Summer Program*. Center for Turbulence Research, Stanford University, CA, 2002.
- [31] A. Pranzitelli. Effetti della modellazione della forma della scia nella previsione aerodinamica di geometrie alari con metodi a pannelli. Tesi di Laurea, Università degli Studi di Napoli “Federico II”, A.A. 2004/2005.
- [32] S. J. Price, D. Sumner, J. G. Smith, K. Leong, and M. P. Paigdousis. Flow visualization around a circular cylinder near to a plane wall. *Journal of Fluids and Structures*, 16(2):175–191, 2002.
- [33] H. C. Raven. *A Solution Method for the Nonlinear Ship Wave Resistance Problem*. PhD thesis, MARIN, 1996.
- [34] P. Reichl, K. Hourigan, and M. Thompson. The Unsteady Wake of a Circular Cylinder near a Free Surface. *Flow, Turbulence and Combustion*, 71:347–359, 2003.
- [35] P. Reichl, K. Hourigan, and M. C. Thompson. Flow past a cylinder close to a free surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 533:269–296, 2005.
- [36] S. H. Rhee, B. P. Makarov, H. Krishinan, and V. Ivanov. Assessment of the volume of fluid method for free-surface wave flow. *Journal of Marine Science and Technology*, 10:173–180, 2005.

- [37] I. Senocak and Iaccarino G. Progress towards RANS simulation of free-surface flow around modern ships. Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research, Stanford University, 2005.
- [38] J. Sheridan, J. C. Lin, and D. Rockwell. Flow past a cylinder close to a free surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 330:1–30, 1997.
- [39] Y. Toda, F. Stern, and J. Longo. Mean-Flow Measurements in the Boundary Layer and Wake and Wave Field of a Series 60 $C_B = 0.6$ Ship Model - Part 1: Froude Numbers 0.16 and 0.316. *Journal of Ship Research*, 36(4):360–377, December 1992.
- [40] O. Ubbink. *Numerical Prediction of Two Fluid Systems With Sharp Interfaces*. PhD thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, England, 1997.
- [41] Vari. Carena C 0403 - 560 Motoryacht ISA Ancona, Italy. Relazione 71, Dipartimento di Ingegneria Navale, Università degli Studi di Napoli “Federico II”, 2004.
- [42] D. C. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc., La Cañada, California, 1994.
- [43] C. H. K. Williamson. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 28:477–539, 1990.
- [44] D. Xie, N.; Vassalos. Performance analysis of 3D hydrofoil under free surface. *Ocean Engineering*, 34:1257–1264, 2007.
- [45] R. W. Yeung and Y. C. Bouger. Hybrid integral-equation method for the steady ship problem. In *Proceedings of Second International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, 1977.